

## $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$ 反応と $^{59}\text{Co}$ , $^{58}\text{Fe}$ の核構造の研究

著者	庭野 道夫
学位授与機関	Tohoku University
学位授与番号	658
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/38184">http://hdl.handle.net/10097/38184</a>

博 士 論 文

$^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応と

$^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  の核構造の研究

庭 野 道 夫

昭和 5 4 年



## 要 旨

$^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の実験を行なうことにより、 $^{58}\text{Fe}$  核の低励起状態に対する、この反応の移行角運動量を同定し、DWBA 解析によって、これらの状態のスパートロスコップク因子を導出した。

$^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$  核に、粒子-振動結合模型 (particle-vibration coupling model) を適用することにより、このスパートロスコップク因子を含めた、これらの核の諸性質を説明することを試みた。その結果、この模型は全体的に実験を説明しうることが認められたが、実験値とのより良い一致を得るには、“非調和効果”を導入する必要があることが分った。この効果は、 $^{57}\text{Co}$ 、 $^{56}\text{Fe}$  核をこの模型で描写する上でも重要であることが認められた。殻模型とこの模型との相関関係についても議論した。

## 目 次

## 第 1 章 序 論 ... 1

§ 1  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核の特徴 ... 1

§ 2 理論的研究の現状 ... 5

§ 3  $\pi$ -陽子ピックアップ反応と  
粒子-振動結合模型 ... 9

§ 4 研究の目的と論文構成 ... 12

第 2 章 理論 ( 粒子-振動結合模  
型 ) ... 14

§ 1 概説 ... 14

§ 2 理論形式 ... 17

§ 2.1 ハミルトニアンと基底  
バクトル§ 2.2 スペクトロスコピック  
因子

§ 2.3 電磁遷移

## 第3章 測定装置と実験方法 … 36

### § 1 測定装置 … 36

#### § 1.1 核研QDDスペクトロメーター

#### § 1.2 位置検出器

##### § 1.2.1 位置感応型比例計数管の特長と原理

##### § 1.2.2 使用した位置検出器

##### § 1.2.3 信号処理系

### § 2 実験方法 … 47

#### § 2.1 ターゲットの作製

##### § 2.1.1 作製方法

##### § 2.1.2 厚さの測定

#### § 2.2 重陽子ビーム

#### § 2.3 スペクトロメーターの立体角

#### § 2.4 反応粒子の弁別

##### § 2.4.1 反応粒子の弁別方法

##### § 2.4.2 回路系

### § 2.4.3 粒子弁別の実験結果

### § 2.5 検出器の有感領域

### § 2.6 弾性散乱の実験

### § 2.7 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$

### 反応の実験

## 第4章 実験結果と解析 ... 61

### § 1. 実験結果 ... 61

#### § 1.1 弾性散乱

#### § 1.2 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$

#### 反応

##### § 1.2.1 エネルギー・スペクトル

##### § 1.2.2 励起エネルギー

##### § 1.2.3 角度分布

### § 2 DWBA 解析 ... 67

#### § 2.1 歪曲波ボルン近似 (DWBA)

##### § 2.1.1 概説

§ 2.1.2 D W B A 計算プログラム  
ラム

§ 2.2 光学ポテンシャル

§ 2.2.1 重陽子光学ポテンシャル

§ 2.2.2  $^3\text{He}$  光学ポテンシャル

§ 2.3 解析結果

§ 2.3.1 角度分布

§ 2.3.2 スペクトロスコピー  
因子

第5章 理論と実験の比較及び考察 ... 82

§ 1 実験結果の考察 ... 82

§ 1.1 偶パリティ状態

§ 1.2 奇パリティ状態

§ 1.3 総和則

§ 2 理論と実験の比較 ... 90

§ 2.1 準位エネルギー

§ 2.2	電磁的性質	
§ 2.3	$^{58}\text{Fe}$ 核のバンド構造	
§ 2.4	スペクトロスコピック 因子	
§ 2.5	殻模型計算との比較	
§ 3	非調和効果	…110
§ 3.1	粒子 - 振動結合模型に おける非調和効果	
§ 3.2	非調和効果を考慮した 場合の $^{59}\text{Co}$ , $^{58}\text{Fe}$ 核	
§ 3.3	粒子 - 振動結合模型に おける $^{57}\text{Co}$ , $^{56}\text{Fe}$ 核と非調和効果	
§ 3.4	非調和効果についての 若干の考察	
§ 4	粒子 - 振動結合模型と殻模 型	…130
§ 4.1	粒子 - 振動結合模型と 殻模型の類似性の原因	

## § 4.2 P V C M と T S M

第 6 章 ま と め ..... 138

謝 辞 ..... 142

付 録 ..... 143

付 録 A 粒子・振動結合項  $H_{\text{int}}$   
の行列要素

付 録 B スパクトロスコピック  
因子の導出

付 録 C 電磁遷移演算子の行列  
要素

付 録 D 模型計算プログラムの  
説明

文 献 ..... 165

表 ..... 169

図の説明 ..... 190

図 ..... 204

## 第 1 章 序論

§ 1  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核の特徴

$^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核は中性子数が  $N = 32$  で、陽子数がそれぞれ  $Z = 27$ ,  $26$  であり、 $Z = 28$  (魔法数) である  $^{60}\text{Ni}$  核を芯 (core) と考えるならば、これらの原子核は  $^{60}\text{Ni}$  核芯に陽子 1 空孔, 2 空孔がついた核と見ることもできる。そこで、 $^{60}\text{Ni}$  核を振動核であるとする立場をとるならば、 $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核の低励起エネルギー領域には、それぞれ陽子 1 空孔, 陽子 2 空孔と芯の振動 (核の四重極表面振動) とが結合した状態が現われると予想できる。従って、このような原子核を描写するには、所謂、粒子-振動結合模型 (particle-vibration coupling model) が有効であると言える。

ここでは、先ず、 $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核の特徴を、これまでに得られている実験事実を基に明らかにしておく。



# <sup>59</sup>Co 核の特徴

この核の励起領域には、振動核 <sup>60</sup>Ni 核の 1 フォノン状態と見なされる  $1$  励起  $2^+$  状態と  $1 f_{7/2}$  殻の陽子 1 空孔が結合してできる状態が出現すると予想される。図 1.1 には、励起エネルギーが  $2 \text{ MeV}$  以下の <sup>59</sup>Co の準位構造と <sup>60</sup>Ni のそれとを比較してある。図に示されているように、 $[(\pi f_{7/2}^-) \otimes 2^+]_{J^-}$  の結合によると思われる  $J^\pi = 3/2^-, 5/2^-, 7/2^-, 9/2^-, 11/2^-$  状態が、<sup>60</sup>Ni の  $2_1^+$  状態と略同じ位置に現われている。Nordhagen 等<sup>1)</sup> は、クーロン励起 (<sup>59</sup>Co (<sup>16</sup>O, <sup>16</sup>O') <sup>59</sup>Co 反応を用いた) において、 $1.097 \text{ MeV}$ ,  $3/2^-$ ,  $1.189 \text{ MeV}$ ,  $9/2^-$ ,  $1.458 \text{ MeV}$ ,  $11/2^-$  状態が強く励起されることを観測し、これらの状態の  $B(E2) \downarrow$  を測定されている。彼らは更に、<sup>59</sup>Co ( $d, d'$ ) <sup>59</sup>Co 反応において、 $1.479$ ,  $5/2^-$ ,  $1.743 \text{ MeV}$ ,  $7/2^-$  状態も比較的強く励起されることを観測されている。また、Swann<sup>2)</sup> は、 $\gamma$  線の共鳴散乱 <sup>59</sup>Co ( $\gamma$ ,

γ)  $^{59}\text{C}$ 。反応により上記5状態に対する,  
 $B(E2)\downarrow / B(E2)\downarrow_{^{60}\text{Ni}, 2^+}$  ( $^{60}\text{Ni}$ 核の  
 $2^+$ 状態の  $B(E2)\downarrow$ に対する比)を測定し  
 , 比較的強い  $E2$  遷移があることを示している  
 。これらの実験結果は,  $^{59}\text{C}$ 核の低励起  
 状態が, 陽子1空孔と  $^{60}\text{Ni}$ の四重極表面振  
 動の結合に起因するものであることを示唆し  
 ている。

### $^{58}\text{Fe}$ 核の特徴

図1.2に励起エネルギー3 MeV以下の準  
 位構造を示す。図に示されているように,  $^{60}\text{Ni}$   
 の1励起  $2^+$ 状態は0.811 MeVの位置にあり  
 ,  $^{60}\text{Ni}$ の  $2^+$ 状態の略半分の励起エネルギー  
 になっている。また, この状態の電気四重  
 極能率は  $Q_{2^+} = +29 \pm 8 \text{ e} \cdot \text{fm}^2$ とされている。  
 $0^+$ ,  $4^+$ 状態も  $2^+$ 状態の2倍以上( $\sim 2.7$   
 倍)の位置に現われている。更に興味あるこ  
 とは, Cavallaro等<sup>3)</sup>によつて, この核のバ  
 ンド構造が観測されたことである。図1.3に

このバンド構造を示す。基底状態バンド (ground state band) は  $(8^+)$  までは、所謂、準 $\gamma$ バンド (quasi- $\gamma$  band)<sup>4)</sup> は  $(9^+)$  状態まで観測された。このようなバンド構造は  $^{56}\text{Fe}$  核においても観測されている。<sup>5,6)</sup> 図 1.3 には  $^{56}\text{Fe}$  のバンド構造も示してある。

このように、 $^{58}\text{Fe}$  核は、振動領域の原子核でありながら単純な振動モデルでは説明できない様相を呈している点にその特徴がある。

それ故、同じような特徴を有する  $^{56}\text{Fe}$  核と共に、実験的、理論的研究の興味の対象となつてゐる。

## § 2 理論的研究の現状

先ず,  $^{59}\text{Co}$  核についでこの理論的研究の現状についで述べる。前節で述べたように,  $^{59}\text{Co}$  核の低励起状態が, 陽子 1 空孔と  $^{60}\text{Ni}$  核のフォノン状態との結合に起因すると考えられることから, このまぶの研究は主として粒子-振動結合模型に基づいたものである。

Satpathy と Gujraathi<sup>7)</sup> は,  $(\pi f_{7/2}^{-1})$ ,  $(\pi s_{1/2}^{-1})$ ,  $(\pi d_{3/2}^{-1})$  空孔と四重極振動 (3 フォノン状態まで考慮した) との結合による粒子-振動結合模型を,  $\text{Co}$  同位体核に適用した。その結果, これらの原子核の低励起状態の諸性質 (準位エネルギー, スピン, パリティ, 電磁遷移強度, 核モーメント) を説明し得ることを示した。しかし, 彼らの計算では, 図 1.1 に示されてゐる  $1/2_1$ ,  $3/2_2$  状態の存在は予言できなかった。一方, Stewart 等<sup>8)</sup> は, この模型に準粒子の効果を含めることにより, すなわち,  $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $f_{5/2}$  準空孔とフォノンとの結合を考えることにより, この低励

超領域に現われた  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  状態の存在を説明した。また, Gómez<sup>9)</sup> も, 陽子側の配位として  $f_{7/2}^{-1}$  ばかりでなく,  $f_{7/2}^{-2}(0)P_{3/2}$ ,  $f_{7/2}^{-2}(0)P_{1/2}$ ,  $f_{7/2}^{-2}(0)f_{5/2}$  も考慮し, これらの配位とフォノンとを結合させることにより, この二状態の存在を予言した。Stewart 等<sup>8)</sup> は, 既に述べた準粒子の効果と共に, 芯の振動における非調和効果も考慮することにより, Co 同位体の核構造を非常に良く説明した。現在のところ, 彼らの結果が最良のものであると言える。

最近では, Hino 等<sup>10)</sup> が, 一連の Co 同位体, Fe 同位体核に対し殻模型を適用し, そのなかで,  $^{59}\text{Co}$  核についてこの計算結果を出している。そして, 低エネルギー準位やイラスト準位の準位エネルギー等の実験値が良く再現されることを示している。

次に,  $^{58}\text{Fe}$  核の理論的研究の現状について述べる。この核については, 主として殻模型に基づいた研究がなされてきている。

$^{58}\text{Fe}$  核の殻模型計算は, McGrory <sup>11)</sup> により最初に行なわれた。しかし, 当時は実験データが揃ってなかったため, 彼は  $3\text{MeV}$  以下の準位エネルギーについての実験との比較を示しただけであつた。前節で述べたように, 最近  $^{58}\text{Fe}$  核の実験データが蓄積してきた<sup>3)</sup> 準位エネルギーばかりでなく, 電磁遷移やバンド構造についての実験との比較を目的とした殻模型計算が精力的に行なわれ始めている。

先ず, Johnstone と Benson <sup>12)</sup> は,  $\text{Fe}$  同位体 ( $A = 53 \sim 58$ ) の殻模型計算を行ない, 準位エネルギーについての実験値との一致を見出した。Bolotin 等 <sup>13)</sup> は,  $^{56, 57, 58}\text{Fe}$  核の殻模型計算を試み,  $^{58}\text{Fe}$  核については, この模型と triaxial rotor 模型との比較も行なっている。また, 最近では, McGrory と Raman <sup>14)</sup> は,  $^{56, 58, 60}\text{Fe}$  核の計算を行ない, 準位エネルギーばかりでなく電磁遷移強度  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  についての実験との比較, 更に

<sup>56,58</sup>Fe 核のバンド構造の性質についての理論的考察を行なっている。Hino 等<sup>10)</sup>も、<sup>58</sup>Fe 核に対する殻模型計算結果を出している。これらの殻模型計算は、いずれも <sup>58</sup>Fe 核の性質を説明するのに成功している。

一方、粒子-振動結合模型を用いて <sup>58</sup>Fe 核の諸性質を説明しようという試みは、これまでになされていないが、Paar<sup>15)</sup>は、<sup>56</sup>Fe 核について、この試みを行なっている。陽子 2 空孔 ( $\pi f_{7/2}^{-2}$ ), ( $\pi s_{1/2}^{-2}$ ), ( $\pi d_{3/2}^{-2}$ ) と <sup>58</sup>Ni 核のフォノン状態とが結合することを考えて計算した。それによると、準位エネルギーについては殻模型 (6, 10, 12, 13, 14, 16, 17) に較べると満足できる結果にはなっていないが、 $10^+ \rightarrow 8^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  の回転バンドが予言できている点は注目に値する。なお、彼がこの計算を行なった当時は実験データが充分でなく、 $B(E2)$ ,  $B(M1)$  についての実験との比較は充分行なわれなかった。

### § 3 一陽子ピックアップ反応と粒子-振動結合模型

軽イオンによる一陽子ピックアップ反応として考えられるのは、 $(n, d)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$ ,  $(t, \alpha)$  反応であるが、 $(n, d)$  反応の場合は質の良し中性子ビームが得られないこと、 $(t, \alpha)$  反応の場合にはトリトン・ビームが得にくいことがあり、一陽子ピックアップ反応は  $(d, {}^3\text{He})$  反応に代表される。

陽子数が魔法数に近い原子核に対して、この一陽子ピックアップ反応から得られるスペクトロスコピック因子を、粒子-振動結合模型で説明しようという試みは、これまでいくつか報告されている。例えば、 $Z = 20$  近傍核である一連の  $\text{Cl}$ ,  $\text{K}$ ,  $\text{Sc}$  同位体核に対して、 $(d, {}^3\text{He})$  反応から得られた陽子空孔状態のスペクトロスコピック因子を粒子-振動結合模型で説明しようという試みが、Doll 等<sup>18, 19)</sup> によってなされている。また、 $Z = 50$  近傍核については、Groningen のゲル-



7° かつ,  $^{116}\text{Sn}(d, ^3\text{He})^{115}\text{In}^{20)}$ ,  $^{115}\text{In}(d, ^3\text{He})^{114}\text{Cd}^{21)}$ ,  $^{110,112}\text{Cd}(d, ^3\text{He})^{109,111}\text{Ag}^{22)}$

反応から得られたスパウトロスコピック因子をこの模型で説明してゐる<sup>注)</sup>。このように、陽子数が魔法数に近い原子核に対しては、一陽子ピック・アップ反応から得られる核分光学的情報は、粒子-振動結合模型の有効性を検証する上では有かな材料となり得る。

既に見てきたように、 $^{59}\text{Co}$ ;  $^{58}\text{Fe}$  核に対しては、その各々に対する模型計算を行ない、得られた結果を準位エネルギー、 $B(E2)$ ,  $B(M1)$  の実験値と比較することは多くなされてきてゐるが、適用した模型を  $^{59}\text{Co}$  核を標的とした一陽子ピック・アップ反応のスパウトロスコピック因子によつて検証するといふ試みは皆無である。従つて、このスパウトロスコピック因子を用い、 $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核に適用した模型を検討することは、その模型の有効性を統一的に検証する上では重要である。とりわけ、 $^{59}\text{Co}$  核に対して適用されて

注) In, Cd, Ag 同位体核は Sn 同位体核にそれぞれ陽子1空孔, 陽子2空孔, 陽子3空孔がついた原子核と考える。

ていられる粒子-振動結合模型を $^{58}\text{Fe}$ 核にも適用し、その妥当性の検証手段の一つとして上述のスペクトロスコープ因子を用いることは興味ある。

$^{59}\text{Co}$ 核を標的とした一陽子ピックアップ・アップ反応は、これまで2例報告されている。一つは $^{59}\text{Co}(n,d)^{58}\text{Fe}$ 反応<sup>23)</sup>で、もう一つは $^{59}\text{Co}(d,^3\text{He})^{58}\text{Fe}$ 反応<sup>24)</sup>であるが、いずれも模型計算との比較に耐えられるデータを提供していない。

なお、 $^{60}\text{Ni}$ 核を標的とした場合の一陽子ピックアップ・アップ反応のスペクトロスコープ因子を粒子-振動結合模型で説明することは既になされている。<sup>7,8,9)</sup>

#### § 4 研究目的と論文構成

以上述べたように、 $^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$ 核は実験的にも理論的にも興味の対象となっており。 $^{58}\text{Fe}$ 核については殻模型による研究が精力的になされていくが、我々は、ここへ $^{59}\text{Co}$ 核同様に、この核に対しても粒子-振動結合模型を適用し、その妥当性を検証して見ることには興味がある。更に、この模型と殻模型との関係を明らかにすることも意義あることである。従って、本論文の研究目的は以下のようである。

- (1)  $^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$ 核に対し粒子-振動結合模型を適用し、その妥当性を調べる。
- (2) この妥当性の検証手段の一つとして、 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$ 反応から得られる核分光学的情報を加える。そのために、この反応についての実験的研究を行なう。
- (3) 粒子-振動結合模型と殻模型との相関関係を明らかにする。また、 $\text{Co}$ 同位体核の描写において、その重要性が認めら

れた非調和効果<sup>8)</sup>についても検討する。

論文の構成は以下のようになっている。

第2章では、粒子-振動結合模型の概説を行ない、その理論形式を明らかにする。

第3章では、 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の実験に用いた装置と実験方法について述べる。

第4章では、この実験から得られた結果とその解析結果を示す。

第5章では、 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応のスペクトロスコープ因子を含めた実験結果と粒子-振動結合模型による理論との比較、及びこの模型と殻模型との比較を行なう。また、非調和効果の役割も明らかにする。

第6章では、本研究で得られた結果のまとめと今後の研究課題を示す。

## 第2章 理論(粒子-振動結合模型)

### §1 概説

原子核の独立粒子-一体運動と集団運動との結合を考慮して、多様な原子核の諸様相を説明しようという試みは Bohr と Mottelson<sup>25,26)</sup> によって始められ、以来、統一模型(unified model)と呼ばれるこのアプローチは精力的に研究されてきた。

この模型は、原子核の励起モードを、殻模型的な素励起と集団運動的な素励起とに現象論的に分割し、それらの素励起モードの間に相互作用が働くとして、原子核の全体像を明らかにするものである。このうち、独立粒子運動と表面振動との結合で、陽子あるいは中性子数が魔法数に近い原子核の低励起領域の諸性質を解明する試みは、広い質量数範囲で行なわれ、“粒子-振動結合模型”とも名付けられてゐる。特に、陽子数が魔法数± $n$ の原子核において、 $n$ 個の活性軌道の陽子と四重極表

面振動との結合を考えた模型計算は精力的に行なわれている。以下に、幾つか紹介すると、 $Z = 28 - 1$ ,  $28 - 2$  の  $Co$ ,  $Fe$  同位体については前章で述べた。<sup>7-9, 15)</sup>  $Z = 28 - 3$  の  $Mn$  同位体については, Paar<sup>27)</sup> によつて研究されている。彼はまた、陽子または中性子の数が魔法数±3である一連の原子核に対するこの模型の計算結果を報告している。<sup>28)</sup>  $Z = 28 + 1$  の  $Cu$  同位体については, Paar<sup>29)</sup>, Thankappan 等<sup>30)</sup>, Larner<sup>31)</sup>, Gomez<sup>32)</sup>, Castel 等<sup>33)</sup> の報告がある。 $Z = 28 + 2$  の  $Zn$  同位体については, Lopac と Paar<sup>34)</sup> が研究している。 $Z = 50$ ,  $82$  核近傍における計算も同じように精力的に行なわれている。

Alaga<sup>35)</sup> は、この粒子-振動結合模型の特徴として、この模型を振動領域の偶々核に適用した場合、実験で観測されているこれらの核の非調和性(anharmonicity)を説明できることを指摘した。また、Raz<sup>36)</sup> も、2粒子(彼は $(f_{7/2}^2)$  2粒子を考えた)と振動との結合によ

り、単純な振動模型では説明できない振動領域核の諸特徴が説明できることを指摘している。更に、前章で述べたように、粒子-振動結合模型において回転バンド構造が予言できるという興味ある特徴については Paar<sup>28,37)</sup>の報告がある。Zn 同位体の研究をした Lopac と Paar<sup>34)</sup>も、<sup>64</sup>Zn 核のバンド構造がこの模型によって説明できることを示している。

このように、粒子-振動結合模型は、単純な振動模型では説明できない原子核の複雑な諸様相を、殻模型自由度との結合を取り入れることによって説明し、その有効性を発揮している。

次節では、この模型の理論形式を明らかにするが、§ 2.2 の一陽子ピック・アップ反応のスペクトロスコピック因子の表式以外は、文献 35, 36, 38, 39) を参考にした。

また、著者により作成された模型計算プログラムについては、付録 D にいて簡単に説明する。

## § 2 理論形式

## § 2.1 ハミルトニアンと基底バウトル

この模型における，全ハミルトニアンは次のように書ける。

$$H = H_{\text{coll}} + H_{\text{SM}} + H_{\text{int}} \quad (2.1)$$

ここで， $H_{\text{coll}}$  は芯となる原子核の 4 重極表面振動を表わすハミルトニアンであり<sup>注)</sup> この原子核の核表面が

$$r = R_0 \left( 1 + \sum_{\mu} \alpha_2^{\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}) \right) \quad (2.2)$$

と与えられるならば，

$$H_{\text{coll}} = \frac{1}{2} \sum B_2 |\dot{\alpha}_2^{\mu}|^2 + \frac{1}{2} \sum C_2 |\alpha_2^{\mu}|^2 \quad (2.3)$$

となる。 $\alpha_2^{\mu}$  は集団座標 (collective variable)， $B_2$ ， $C_2$  は，それぞれ質量パラメータ，復元力パラメータと呼ばれる。ここで，フォノンの生成，消滅演算子  $b_{\mu}^+$ ， $b_{\mu}$  を導入する。

$$\alpha_2^{\mu} = \sqrt{\frac{\hbar \omega_2}{2C_2}} (b_2^{\mu} + (-)^{\mu} b_2^{-\mu+}) \quad (2.4)$$

$$\pi_2^{\mu} = B_2 \dot{\alpha}_2^{\mu*} = i \sqrt{\frac{\hbar B_2 \omega_2}{2}} (b_2^{\mu+} - (-)^{\mu} b_2^{-\mu})$$

注) ここでは 4 重極表面振動のみを考える。



であるから，この関係を用いると  $H_{coll}$  は，

$$H_{coll} = \sum_k k \omega_2 (b_2^{\mu\dagger} b_2^{\mu} + \frac{1}{2}) \quad (2.5)$$

となる。 $k \omega_2$  は，フォノン・エネルギーであり，

$$k \omega_2 = k (C_2 / B_2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

で与えられる。

(2.1) 式の第2項  $H_{SM}$  は，殻模型自由度に作用するハミルトニアンであり，独立粒子一体運動を表わすハミルトニアンの外に，関与する粒子が2個以上の時には，二体の相互作用を含む。そして，第3項  $H_{int}$  が，粒子と表面振動の結合を表わす結合ハミルトニアンであり，

$$H_{int} = - \sum_i k(r_i) \sum_{\mu} \alpha_2^{\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}_i) \quad (2.7)$$

と書ける。 $\vec{r}_i$  は  $i$  番目の核子の座標である。

$k(r_i)$  は粒子に作用するポテンシャルの形状に依存する関数であるが，ここで，粒子の動径波動関数による積分量

$$k \equiv \langle k(r_i) \rangle \quad (2.8)$$

を導入し，(2.4)式を用いると，(2.7)式は，

$$H_{\text{int}} = - \left( \frac{\pi}{5} \right)^{\frac{1}{2}} \xi \hbar \omega \sum_{\mu} (b^{\mu} + (-)^{\mu} b_{-\mu}^{\dagger}) Y_{2\mu}(\hat{r}_i) \quad (2.9)$$

となる。ここで  $\xi$  は無次元量であり、

$$\xi \equiv k \sqrt{\frac{5}{2\pi \hbar \omega C}} \quad (2.10)$$

で与えられる。この  $\xi$  が、粒子と振動の結合の強さを決めるパラメーターである。なお、(2.9)、(2.10)式では、4重極振動を示す添字2を省略した。以下同様である。

次に、基底バクトルについて考える。

$^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$ 核は、 $^{60}\text{Ni}$ 核芯にそれぞれ陽子1空孔、2空孔かついた原子核であり、関与する粒子は  $f_{7/2}$  殻にあると考える。空孔と粒子とは、(2.9)式の  $H_{\text{int}}$  の行列要素の符号が逆になること以外同等であるので、以下では、スピンジをもつ粒子とフォノンとが結合する場合について考える。

まず、1粒子とフォノンが結合する場合の基底バクトルを、

$$|j, NR; IM\rangle \equiv \sum_{m_j M_R} \langle j m_j R M_R | IM \rangle |j m_j\rangle |N R M_R\rangle$$

(2.11)

とする。ここで、 $j, m_j$ はそれぞれ粒子のスピン及びその $z$ 成分、 $N, R; M_R$ はそれぞれフォノン状態のフォノン数、角運動量及びその $z$ 成分である。2粒子との結合の場合は、

$$|(j^2)J, NR; IM\rangle \equiv \sum_{M_j M_R} \langle JM_j RM_R | IM \rangle |(j^2)JM_j\rangle |NRM_R\rangle.$$

(2.12)

この場合は、2粒子がスピントに組み、それぞれとフォノンの角運動量 $R$ とが結合して全スピント $I$ となる。 $^{58}\text{Fe}$ の場合、陽子2空孔( $\pi f_{7/2}^{-2}$ ) $_{J^\pi}$ を考えるので、反対称化により $J^\pi$ として許される値は、 $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ である。

同様にして、3粒子との結合の場合の基底ベクトルは、

$$|(j^3)J, NR; IM\rangle \equiv \sum_{M_j M_R} \langle JM_j RM_R | IM \rangle |(j^3)JM_j\rangle |NRM_R\rangle$$

(2.13)

とする。 $f_{7/2}$ 殻の陽子3粒子の配位( $\pi f_{7/2}^{-3}$ ) $_{J^\pi}$ にあつては、 $J^\pi$ として許される値は、 $J^\pi = 3/2^-, 5/2^-, 7/2^-, 9/2^-, 11/2^-, 15/2^-$ である。

このようにハミルトニアンと基底バウトルが設定されたならば，基底バウトルのハミルトニアン  $H$  の行列要素を算出し，それに基づいて各スピニエゴとにハミルトニアン  $H$  の対角化を行なえば，全系の固有エネルギー，固有関数が求まる。ハミルトニアン  $H$  の行列要素については，その導出過程は付録 A に譲り，以下に結果だけを示しておく。

### a) 1 粒子 + フォノンの場合

対角要素は，

$$\langle j', N'R'; IM | H_{\text{coll}} + H_{\text{SM}} | j, NR; IM \rangle$$

$$= \hbar\omega \left\{ N + \frac{5}{2} + \frac{E_j}{\hbar\omega} \right\} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \delta_{jj'} \quad (2.14)$$

となる。  $E_j$  は粒子（あるいは空孔）の束縛エネルギーである。非対角要素は，

$$\langle j', N'R'; IM | H_{\text{int}} | j, NR; IM \rangle$$

$$= -\frac{1}{2} \sum \hbar\omega (-1)^{I+j+j'-\frac{1}{2}} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \begin{Bmatrix} j & R & I \\ R' & j' & 2 \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

$$\times \{ (-1)^{R'} \langle N'R' || b || NR \rangle + (-1)^R \langle NR || b || N'R' \rangle \} \delta_{\text{even}}^{l+l'}$$

$$(2.15)$$

となる。<sup>注)</sup> ここで、消滅演算子  $b$  の行列要素  $\langle NR || b || N'R' \rangle$  は:

$$\langle NR || b || N'R' \rangle = \sqrt{N'(2R'+1)} \langle NR || N'R' \rangle \delta_{N+1, N'} \quad (2.16)$$

と定義される。 $\langle NR || N'R' \rangle$  はボソニの c f p (coefficients of fractional parentage) であり,

$$\langle 00 || 11 \rangle = 1,$$

$$\langle 12 || 12R' \rangle = 1。$$

$\langle 2R || 3R' \rangle$  については、表 2.1 の通りである。

なお、この表の値は Jahn<sup>40)</sup> による。

b) 2 粒子 + 7 オノの場合

対角要素は、

$$\begin{aligned} & \langle (j^2)J', N'R' ; IM | H_{coll} + H_{SM} | (j^2)J, NR ; IM \rangle \\ &= \hbar\omega \left\{ N + \frac{5}{2} + \frac{E_{(j^2)J}}{\hbar\omega} \right\} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \delta_{J'J} \end{aligned} \quad (2.17)$$

である。ここで、 $E_{(j^2)J}$  の中には、粒子 (空孔) の束縛エネルギーの他に、二体の相互作用エネルギーが加わることになる。非対角要素は、

$$\langle (j^2)J', N'R' ; IM | H_{int} | (j^2)J, NR ; IM \rangle$$

注) (2.15) 式中の  $\delta_{even}^{l+l'}$  は、粒子の軌道角運動量の和  $l+l'$  が偶数のときは 1、奇数のときは 0 であることを意味する。

$$= -\frac{3}{2} \kappa \omega (2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} (-1)^{I+j+\frac{1}{2}}$$

$$\times \begin{Bmatrix} I & J' & R' \\ 2 & R & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & 2 \\ J & J' & j \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

$$\times \{(-1)^{R'} \langle N'R' || b || NR \rangle + (-1)^R \langle NR || b || N'R' \rangle\} \quad (2.18)$$

となる。

c) 3 粒子 + フォノンの場合

対角要素は,

$$\langle (j^3)J', N'R' ; IM | H_{\text{coll}} + H_{\text{SM}} | (j^3)J, NR ; IM \rangle$$

$$= \kappa \omega \left\{ N + \frac{5}{2} + \frac{E_{(j^3)J}}{\kappa \omega} \right\} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \delta_{J'J} \quad (2.19)$$

である。ここで  $E_{(j^3)J}$  は, 2 粒子系のエネルギー  $-E_{(j^2)J'}$  を用いて表わすことができ,

$$E_{(j^3)J} = 3 \sum_{J'} [j^2(J')jJ] j^3J]^2 E_{(j^2)J'} \quad (2.20)$$

である。 $[j^2(J')jJ] j^3J]$  は,  $j^3$  配位の場合の C f P であり,  $j = 7/2$  の場合の値は表 2.2 に示してある。非対角要素は,

$$\langle (j^3)J', N'R' ; IM | H_{\text{int}} | (j^3)J, NR ; IM \rangle$$

$$= -\frac{3}{2} \kappa \omega (-1)^{I+J+J'+\frac{1}{2}} (2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J'+1)}$$

$$\times \left[ \sum_{J_1} (-1)^{J_1} [j^3J' || j^2(J_1)jJ] [j^2(J_1)jJ || j^3J] \begin{Bmatrix} j & J' & J_1 \\ J & j & 2 \end{Bmatrix} \right]$$

$$\times \begin{Bmatrix} J' & R' & I \\ R & J & 2 \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

$$\times \{ (-1)^R \langle N'R' || b || NR \rangle + (-1)^R \langle NR || b || N'R' \rangle \} \quad (2.21)$$

となる。この式の中で、 $J_1$  について 2 の和は 0, 2, 4, 6 についてなされる。

なお、3 粒子とフォノンとの結合は、第 5 章、§ 4.2 で示す  $^{55}\text{Mn}$  核の模型計算が必要とされた。この核は、 $Z = 25 (28 - 3)$  であるから、 $^{58}\text{Ni}$  核芯に陽子 3 空孔がついた原子核と見なせる。

## § 2.2 スパクトロスコピック因子

ニコズは, 1 空孔とフォノンとが結合した状態と, 2 空孔とフォノンとが結合してできる状態の間の一核子ポック・アッポ反応のスパクトロスコピック因子 (以下 S 因子と略す) について, その表式を明らかにする。

始状態は, 1 空孔とフォノンとが結合してできる状態であり, (2.11) 式の基底バクトルの線型結合として

$$|I_i M_i\rangle \equiv \sum_{NR} C((j-1), NR) |(j-1), NR; I_i M_i\rangle \quad (2.22)$$

で表わせるとする。<sup>注)</sup> 終状態は, 2 空孔とフォノンとが結合してできる状態であり, 同様に (2.12) 式の基底バクトルの線型結合として

$$|\alpha, I_f M_f\rangle \equiv \sum_{J\nu, NR} d^\alpha((j-2)J\nu, NR) |(j-2)J\nu, NR; I_f M_f\rangle \quad (2.23)$$

と表わせれるとする。<sup>注)</sup> ニコズ,  $\alpha$  は  $I_f$ ,  $M_f$  以外の, 終状態を特徴付ける量子数で,  $\nu$  は 2 粒子状態のセニョリティ (seniority) である。

ポック・アッポ反応の S 因子は,

注) (2.22) (2.23) 式の各成分の振巾  $C((j-1), NR)$ ,  $d^\alpha((j-2)J\nu, NR)$  は, 前節で述べたハミルトニアン  $H$  の対角化によって求まる。



$$S(p) = n [I(p)]^2 \quad (2.24)$$

$$I(p) = \langle [\Phi_{I_f}(1, \dots, n-1) \times \Phi_p(n)]_{I_i} | \Psi_{I_i}(1, \dots, n) \rangle \quad (2.25)$$

と定義される。 $\Phi_{I_f}$ ,  $\Psi_{I_i}$  はそれぞれ終状態, 始状態の波動関数であり,  $n$  は始状態における活性軌道 (active orbit) の粒子数,  $\Phi_p$  はヒック・アッポソれる粒子の波動関数,  $p$  はその量子数である。したがって,  $S$  因子を求めることは重なり積分  $I(p)$  を求めることに帰着する。(2.22), (2.23) 式を用いて  $I(p)$  を求める過程は付録 B に譲り, ここでは結果を示す。

ヒック・アッポソれる粒子のスピンは  $j$  であるので,

$$I(p=j) = \sum_{vJ, NR} (-1)^{R+J+2I_i-I_f} C(j, NR) d^v(Jv, NR) \times \sqrt{\frac{(2J+1)(2I_f+1)}{j}} \begin{Bmatrix} j & j & j \\ R & I_i & I_f \end{Bmatrix} \quad (2.26)$$

となる。今,  $I_i = j$  の場合を考えれば良く, 注) また,  $n = 2j$  であるから, (2.24) 式より

$$S(I_i=j \rightarrow \alpha I_f) = 2(2I_f+1)$$

注)  $^{59}\text{Co}$  の基底状態のスピン・パリティは  $J^\pi = 7/2^-$  である。

$$\times \left[ \sum_{J, NR} (-1)^{R+J} C(j, NR) d^{\alpha}(J, NR) \sqrt{2J+1} \begin{Bmatrix} j & J & j \\ R & j & I_f \end{Bmatrix} \right]^2$$

(2.27)

が得られる。

次に、各終状態スピ =  $I_f$  についてこの部分総和則 (partial sum rule) を見る。この部分総和則は、Hageman 等<sup>21)</sup> も論じている。これについて、詳細は付録 B に譲り、結果を示す。

(2.27) 式で与えられる  $S$  因子の各スピ =  $I_f$  に対する総和は、

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} S(j \rightarrow \alpha I_f) &= 2(2I_f+1) \sum_{J, NR} C^2(j, NR) (2J+1) \\ &\times \begin{Bmatrix} j & J & j \\ R & j & I_f \end{Bmatrix}^2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

で与えられる。

今、始状態に芯励起成分がない、すなわち  $C(j, 00) = 1$  とあるとすると<sup>注)</sup>、 $I_f = J$  となるので、(2.28) 式は、

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} S(j \rightarrow \alpha I_f) &= 2(2I_f+1)^2 \begin{Bmatrix} j & I_f & j \\ 0 & j & I_f \end{Bmatrix}^2 \\ &= 2 \cdot \frac{2I_f+1}{2j+1} \delta_{I_f, \text{even}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

注) フォノンとの結合を考えないということである。

となる。したがって、この場合には偶スピ  
ン状態に  $2I_f + 1$  の比で遷移強度が分布する。  
一方、芯励起成分を考えに入れると奇スピ  
ン状態にも遷移強度が分散してくる。この事情  
を表 2.3 に見ることが出来る。この表には、  
<sup>59</sup>Co を標的とした  $\pi$ 陽子ポックアッポ反応  
において、<sup>59</sup>Co の基底状態に芯励起成分が  
0%, 28%, 50% 含まれる場合の部分  
総和則を示してある。もちろん、ポック・ア  
ッポされる粒子は  $(\pi f_7/2)$  陽子とした。表に  
示されているように、始状態に芯励起成分が  
混入すると、奇スピン状態への遷移強度が増  
大してくることが分かる。なお、ここで考え  
た芯励起成分は、1フォノン状態である。

## § 2.3 電磁遷移

この節では，粒子 - 振動結合模型での電磁遷移の表式を示す。先ず，磁気能率，磁気 2 重極遷移確率  $B(M1)$  について，次に，電気 4 重極能率，電気 4 重極遷移確率  $B(E2)$  について述べる。

a) 磁気能率， $B(M1)$ 

磁気 2 重極演算子  $M(M1, \mu)$  は次のように表わされる。

$$M(M1, \mu) = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left[ \sum_i \{ g_L l_{\mu}^i + g_S s_{\mu}^i \} + g_R R_{\mu} \right] \text{ n.m.} \quad (2.30)$$

ここで，n.m. は核磁子を意味する。

$$\text{n.m.} \equiv \frac{e\hbar}{2M_0 C} \quad (2.31)$$

ここで， $S^i$  は  $i$  番目の核子の軌道角運動量及びスピンの 2 重極演算子， $g_L$ ， $g_S$ ， $g_R$  はそれぞれ軌道角運動量，スピン，芯に対する  $g$  因子である。自由陽子の  $g_L$ ， $g_S$  はそれぞれ 1，5.58 である。

また， $g_R$  は，

$$g_R = \frac{Z}{A} \quad (2.32)$$

で与えられる。

(2.30)式の演算子を用いると、磁気能率 $\mu$ は

$$\begin{aligned}\mu &= \langle \alpha; IM=I | \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \mathcal{M}(M1, \mu=0) | \alpha; IM=I \rangle \\ &= \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} I & 1 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle \alpha; I || \mathcal{M}(M1) || \alpha; I \rangle \\ &= \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{I}{(2I+1)(I+1)}} \langle \alpha; I || \mathcal{M}(M1) || \alpha; I \rangle\end{aligned}$$

(2.33)

また、 $B(M1)$ は、

$$B(M1; \alpha I \rightarrow \beta I') = \frac{1}{2I+1} |\langle \beta; I' || \mathcal{M}(M1) || \alpha; I \rangle|^2$$

(2.34)

と定義される。ここで、 $|\alpha; IM\rangle$ 、 $|\beta; I'M'\rangle$ は関与する状態を意味し、 $I$ 、 $I'$ はその状態のスピン、 $M$ 、 $M'$ はその $z$ 成分、 $\alpha$ 、 $\beta$ は状態を特徴づけるその他の量子数である。この(2.33)(2.34)に示されるように、 $\mu$ 、 $B(M1)$ を求めることは、換算行列要素

$$\langle \beta; I' || \mathcal{M}(M1) || \alpha; I \rangle$$

を求めることに帰着する。この行列要素の導出過程の詳細は付録Cに譲り、結果だけを示

すと以下のようになる。

1 粒子 + 芯 の場合は

$$\begin{aligned}
 & \langle \beta; I' \| \mathcal{M}(M1) \| \alpha; I \rangle \\
 &= \sum_{\substack{j, j' \\ NR, N'R'}} C_{\beta}(lj', N'R'; I') C_{\alpha}(lj, NR; I) \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \\
 & \times \left\{ (-1)^{R+I+j'+l} \begin{Bmatrix} j' & j & 1 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} \right. \\
 & \times \left[ (-1)^{j+\frac{1}{2}} q_l \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \begin{Bmatrix} l & l & 1 \\ j & j' & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \right. \\
 & \quad \left. \left. + (-1)^{j+\frac{1}{2}} q_s \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j & j' & l \end{Bmatrix} \right] \right. \\
 & \quad \left. - (-1)^{R+I'+j'} q_R \sqrt{R(R+1)(2R+1)} \begin{Bmatrix} R' & R & 1 \\ I & I' & j' \end{Bmatrix} \delta_{jj'} \right\} \delta_{NN'} \delta_{R'R} \\
 & \hspace{20em} (2.35)
 \end{aligned}$$

である。  $C_{\alpha}(lj, NR; I)$  ,  $C_{\beta}(lj', N'R'; I')$  は (1.11) 式の基底バクトルの振幅であり, § 2.1 に述べた対角化によって求まる量である。

2 粒子 + 芯 の場合には,

$$\begin{aligned}
 & \langle \beta; I' \| \mathcal{M}(M1) \| \alpha; I \rangle \\
 &= \sum_{\substack{J, J' \\ NR, N'R'}} C_{\beta}(J', N'R'; I') C_{\alpha}(J, NR; I) (-1)^R \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \\
 & \times \sqrt{(2I+1)(2I'+1)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left\{ (-1)^{I+l+j+\frac{1}{2}} \cdot 2(2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J' & J & 1 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & 1 \\ J' & J & j \end{Bmatrix} \right. \\
& \times \left[ g_l \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \begin{Bmatrix} l & l & 1 \\ j & j & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} + g_s \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j & j & l \end{Bmatrix} \right] \\
& \left. - (-1)^{I'} g_R \sqrt{R(R+1)(2R+1)} \begin{Bmatrix} R & R & 1 \\ I & I' & J \end{Bmatrix} \delta_{J'J} \right\} \delta_{N'N} \delta_{R'R}
\end{aligned}$$

(2.36)

となる。この場合の  $C_\alpha$ ,  $C_\beta$  は、基底バクトル (2.12) 式の振巾である。

(2.35)(2.36) 式を見て分けるように、これらの 2 式は、

$$\begin{aligned}
& \langle \beta; I' \| \mathcal{M}(M1) \| \alpha; I \rangle \\
& = C g_l + D g_s + E g_R
\end{aligned}$$

(2.37)

と因子化でき、 $C$ ,  $D$ ,  $E$  は、核の波動関数がわかれば求まる量である。

b) 電気 4 重極能率,  $B(E2)$

電気 4 重極演算子  $\mathcal{M}(E2, \mu)$  は次のように表わされる。

$$\mathcal{M}(E2, \mu) = \sum_i e_p r_i^2 Y_{2\mu}(\hat{r}_i)$$

$$+ \left( \frac{3}{4\pi} \right) R_0^2 e_{\text{vib}} (b_{\mu}^+ + (-1)^{\mu} b_{-\mu}) \quad (2.38)$$

ここで、 $e_{\text{vib}}$  は振動子の有効電荷であり、

$$e_{\text{vib}} = ze \left( \frac{\hbar \omega}{2C} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.39)$$

と定義される。また、 $e_p$  は粒子の電荷である。

電気 4 重極能率  $Q$  は、

$$\begin{aligned} Q &= \langle \alpha; I M=I | \left( \frac{16\pi}{5} \right)^{\frac{1}{2}} \mathcal{M}(E2, \mu=0) | \alpha; I M=I \rangle \\ &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle \alpha; I || \mathcal{M}(E2) || \alpha; I \rangle \\ &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(2I+3)(I+1)(2I+1)}} \langle \alpha; I || \mathcal{M}(E2) || \alpha; I \rangle \end{aligned} \quad (2.40)$$

また、 $B(E2)$  は、

$$B(E2; \alpha I \rightarrow \beta I') = \frac{1}{2I+1} |\langle \beta; I' || \mathcal{M}(E2) || \alpha; I \rangle|^2 \quad (2.41)$$

であるから、 $Q$ 、 $B(E2)$  を求めることは、a) の場合と同様

$$\langle \beta; I' || \mathcal{M}(E2) || \alpha; I \rangle$$

を求めることに帰着する。この行列要素についても、導出過程の詳細は付録 C に譲り、以



下に結果のみを示す。

1 粒子 + 芯 の 場合 は

$$\begin{aligned}
 & \langle \beta; I' \| \mathcal{M}(E2) \| \alpha; I \rangle \\
 &= \sum_{\substack{j, j' \\ NR, N'R'}} C_{\beta}(l'j', N'R'; I') C_{\alpha}(lj, NR; I) \sqrt{(2I'+1)(2I+1)} \\
 &\quad \times \left\{ \left( \frac{5}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e_p (-1)^{R'+I+\frac{1}{2}} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} \begin{Bmatrix} j' & j & 2 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \right. \\
 &\quad \times \langle l'j' | r^2 | lj \rangle \delta_{\text{even}}^{l+l'} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \\
 &\quad + \left( \frac{3}{4\pi} \right) e_{\text{vib}} R_0^2 (-1)^{j+I'} \begin{Bmatrix} R & R' & 2 \\ I' & I & j \end{Bmatrix} \\
 &\quad \times \left[ (-1)^{R'} \langle NR \| b \| N'R' \rangle + (-1)^R \langle N'R' \| b \| NR \rangle \right] \delta_{l'l} \delta_{j'j} \Big\} \\
 &\hspace{15em} (2-42)
 \end{aligned}$$

2 粒子 + 芯 の 場合 は,

$$\begin{aligned}
 & \langle \beta; I' \| \mathcal{M}(E2) \| \alpha; I \rangle \\
 &= \sum_{\substack{j', j \\ N'R', NR}} C_{\beta}(j', N'R'; I') C_{\alpha}(j, NR; I) \sqrt{(2I'+1)(2I+1)} \\
 &\quad \times \left\{ \sqrt{\frac{5}{\pi}} e_p (-1)^{R'+I+j+\frac{1}{2}} (2j+1) \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} \right. \\
 &\quad \times \begin{Bmatrix} j' & j & 2 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & 2 \\ j' & j & j \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \langle lj | r^2 | lj \rangle \delta_{N'N} \delta_{R'R} \\
 &\quad + \sqrt{\frac{3}{4\pi}} e_{\text{vib}} R_0^2 (-1)^{I'+j'} \begin{Bmatrix} R' & R & 2 \\ I & I' & j \end{Bmatrix} \\
 &\quad \times \left[ (-1)^{R'} \langle NR \| b \| N'R' \rangle + (-1)^R \langle N'R' \| b \| NR \rangle \right] \delta_{j'j} \Big\}
 \end{aligned}$$

(2.43)

となる。(2.42)(2.43)式中の  $\langle l_j | r^2 | l_j \rangle$  は

$$\langle l_j | r^2 | l_j \rangle = \frac{3}{5} R_0^2 \quad (2.44)$$

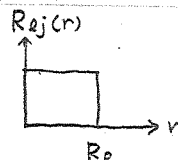
に近似し<sup>注)</sup>  $R_0 = 1.2 A^{1/3} \text{ (fm)}$  とする。

また、これら2式を見れば分かるように、  
a) の場合と同様

$$\begin{aligned} & \langle \beta; I' \| M(E2) \| \alpha; I \rangle \\ &= A e_p + B e_{vib}. \end{aligned} \quad (2.45)$$

と因子化できる。A, B も核の波動関数が分かれば求まる量である。

注) これは箱型波動関数



を仮定すると得られる。

### 第3章 測定装置と実験方法

#### § 1 測定装置

##### § 1.1 核研 Q D D スペクトロメーター

$^{59}\text{Co}$  ( $d, ^3\text{He}$ )  $^{58}\text{Fe}$  反応における反応粒子の分析には、核研 SF サイクロトロンに付設された、核研 Q D D スペクトロメーター<sup>41)</sup>を用いた。このスペクトロメーターは、四重極電磁石 (quadrupole magnet) と、2 個の双極電磁石 (dipole magnet) を組み合わせた、荷電粒子反応の広帯域磁気分析器である。上面図を図 3.1 に示す。図中の Q が四重極電磁石、 $D_1$ 、 $D_2$  が双極電磁石である。

最大分解能は  $P / \Delta P = 10000$ 、最大立体角は  $6.4 \text{ msr}$  である。その他の性能については文献<sup>41)</sup>を参照されたい。

スペクトロメーターは、入射ビーム方向に対し  $2 - 20^\circ$  から  $151^\circ$  ままで回転できる様になっており、この角度範囲の反応断面積の角度分布を測定できる。また、スリットはカセ

ット式になつており、実験に適した立体角に合わせ任意の大きさのスリットが装填できる。

集束面上の検出器は、後述する位置感応型比例計数管 (position sensitive proportional counter) を用いる。

## § 1.2 位置検出器

この節では、磁気分析器の集束面粒子検出器として用いられる位置感応型比例計数管について、その原理と使用した検出器の構造、特徴を述べる。

### § 1.2.1 位置感応型比例計数管の特長と原理

荷電粒子核反応において高分解能実験を行なう場合には、磁気分析器の集束面検出器として、以前は原子核乾板が広く用いられてきた。しかし、これは分解能が良いという利点があるが、データ処理が煩雑であることと実験中にモニターできないう点がある。

そこで、これに替るものとして登場してきた比例計数管は、現在では集束面検出器として広く用いられ、位置分解能、粒子識別法の改善もなされてきている。<sup>42)</sup> この検出器の利点としては、

(1) データ処理が迅速である。

(2) 実験中のモニターが可能であり、即座

に実験条件の変更が可能となる。

(3) 検出器の長さが大きくとれ、広帯域測定が可能。

(4) 粒子識別が容易。

(5) 同時計数実験が可能となる。

などが挙げられる。

次に、この検出器の原理を簡単に示す。<sup>注)</sup>

この検出器の抵抗芯線は RC 分布線と見なすことができ、今、インダクタンスを無視できるとするならば、この線上の電圧分布  $U(X, t)$  は、方程式

$$\frac{d^2 U}{d^2 X} - R_0 C_0 \frac{dU}{dt} = 0 \quad (3.1)$$

を満たす。ここで、 $R_0$ 、 $C_0$  はそれぞれ単位長さ当たりの抵抗及び容量である。検出器の長さを  $L$  とすると、全抵抗、全容量はそれぞれ  $R = R_0 L$ 、 $C = C_0 L$  である。そこで、この検出器の片端から  $X_0$  の距離のところに、 $t = 0$  の時点に粒子が入射し、それによって電荷  $Q_0$  が集められたとすると、(3.1) の解は、

注) 文献 42) を参考にした。

$$U(x, x_0, T) = \frac{2Q_0}{C} \sum_{n=1}^{\infty} \sin(n\pi x) \sin(n\pi x_0) \exp(-n^2 T)$$

(3.2)

となる。ここで、 $x = X/L$ 、 $x_0 = X_0/L$ 、 $T = \frac{\tau}{RC/\pi^2}$  であり、芯線の両端での電圧は零ポテンシャルであるとした。(この仮定は、 $C_L \gg C$ なる負荷容量  $C_L$  をもつ電荷感応型前置増幅器 (charge sensitive preamplifier) を用いる場合に略正しいと言える。) 次に芯線の両端に集まる電荷量を評価する。電荷の変化量は、

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dU}{R \partial x} = \frac{dU}{R dx} \quad (3.3)$$

であるので、この式に (3.2) 式を代入すると

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2Q_0}{RC} \sum_{n=1}^{\infty} n\pi \cos(n\pi x) \sin(n\pi x_0) \exp(-n^2 T) \quad (3.4)$$

となる。したがって、 $x = 0$  に集まる電荷は

$$\begin{aligned} Q_1(x_0, T) &= \left[ \int_0^t \frac{dQ}{dt} dt \right]_{x=0} \\ &= \frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi x_0)}{n} [1 - \exp(-n^2 T)] \quad (3.5) \end{aligned}$$

$x = 1$  では同様にし (脚注)

$$Q_2(x_0, T) = \left[ - \int_0^+ \frac{dQ}{dt} dt \right]_{x=1}$$

$$= - \frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi x_0) \cos(n\pi)}{n} [1 - \exp(-n^2 T)]$$

(3.6)

となる。  $T \rightarrow \infty$  において、この2式は、

$$Q_1 = \frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi x_0)}{n} = \frac{2Q_0}{\pi} \cdot \frac{1}{2} (\pi - \pi x_0)$$

$$= (1 - x_0) Q_0$$

(3.7)

$$Q_2 = - \frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi x_0) \cos(n\pi)}{n} = - \frac{2Q_0}{\pi} \left( - \frac{\pi x_0}{2} \right)$$

$$= x_0 Q_0$$

(3.8)

となり、 $Q_1$ 、 $Q_2$ の中には位置情報 $x_0$ が含まれることになる。そこで、比 $Q_2 / (Q_1 + Q_2)$ をとると

$$\frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} = x_0 = \frac{X_0}{L}$$

(3.9)

となり、この量は入射位置に比例することになる。従って、図3.2が示すように、芯線の両端からの信号を、(3.9)式に従って処理する  
 注)  $x=1$  では  $x=0$  の場合とは電荷の流れが逆になることを考慮する。



ことにより、粒子の入射位置に比例した信号が取り出せる。このように電荷分割を利用して位置情報を得る方法を“電荷分割法 (charge division method)” と行う。一方、芯線の両端のパルスの立ち上がり時間の差を利用して位置情報を取り出す方法 (“立ち上がり時間法”) もあるが、ここでは割愛する。

ところで、電荷分割法に従って信号処理する場合に、これをアナログ回路を用いて行なうと、前置増幅器の利得の違いや和算、割算回路の不完全さが、位置信号の非線形性を生じさせる。そこで、この問題を解消するためには、信号処理にディジタル・プロセッサやコンピュータを用いることがよく行なわれている。後述するように、この実験においては、コンピュータを用いた信号処理を行なった。

### § 1.2.2 使用した位置検出器

使用した位置検出器は、Kato等<sup>43)</sup>によって製作されたものであり、その特徴は、検出器の中に2連の $\Delta E$ 検出器<sup>注)</sup>を内蔵していることにある。この $\Delta E$ 検出器により粒子識別が容易になる。

図3.3に断面図を示す。位置検出用の芯線の背後に2個の $\Delta E$ 検出器が続いており、それぞれの間には適当な厚さの吸収体を挿入できる。芯線は、位置検出器の方が $10\mu\text{m}$ のニクロム線（抵抗率は $12\text{K}\Omega/\text{m}$ ）、 $\Delta E$ 検出器の方が $50\mu\text{m}$ の金メッキしたバリリウム線であり、保護線（guard wire）には $100\mu\text{m}$ の金メッキ・バリリウム線を使っている。入口窓は $25\mu\text{m}$ のアルミニウム蒸着マイラーで、検出器内には1気圧の $\text{Ar} + \text{CO}_2$ （5%）ガスを流入している。検出器の長さ、有効長にすると $80\text{cm}$ であり、測定できるエネルギー領域は $\Delta E/E = 24\%$ と広い。

注) 入射粒子の検出器内でのエネルギー損失に比例した信号を取り出す検出器。

次に、この検出器を用いた測定例を示す。  
これは、文献43)より引用した。

図3.4に、 $E_\alpha = 6.5 \text{ MeV}$  の  $^{12}\text{C} + \alpha$  反応において放出される陽子(p)、重陽子(d)の  $\Delta E$  スペクトル(エネルギー損失スペクトル)を示す。上段、下段のスペクトルは、それぞれ前方( $\Delta E_1$ )、後方( $\Delta E_2$ )の  $\Delta E$  検出器により同時に測定されたものであり、 $\Delta E_1$  検出器の前面には  $100 \mu\text{m}$  の Al 吸収体が、 $\Delta E_1$  と  $\Delta E_2$  の検出器の間には  $300 \mu\text{m}$  の Cu 吸収体が挿入されている。重陽子は Cu 吸収体によって吸収され、 $\Delta E_2$  スペクトルには現われていない。今、 $\Delta E_1$  と  $\Delta E_2$  検出器からの信号の同時計数をとれば陽子だけ、反同時計数をとれば重陽子だけを選別できることになる。また、このような同時計数をとれば、バックグラウンドを抑える上でも有効となる。すなわち、この同時計数信号を位置検出器からの信号のゲード信号にすることにより、運動量スペクトルの S/N 比が改善される。

### § 1.2.3 信号処理系

信号処理系<sup>注1)</sup>の概略図を図3.5に示す。ADCはアナログ・デジタル変換器(analog digital converter)であることを意味する。

ADC-1, ADC-2には位置検出器の両端からの信号が入り, ADC-3, ADC-4にはそれぞれ $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ 検出器からの信号が入る。ADC-1, ADC-2からのデジタル信号はコンピュータ<sup>注2)</sup>に送られ, 図に示されている③, ④, ⑤のような演算処理がなされ記憶装置(memory)に蓄積される。

③は信号和であるの2位置検出器から得られるエネルギー損失スペクトル( $\Delta E$ スペクトル)に対応する。④, ⑤は(3.9)式に対応するものであり運動量スペクトルになる。③の $\Delta E$ スペクトルから, 測定した11反応粒子に7122個までデジタル・ゲートがとれ, それぞれのゲートによる運動量スペクトルを④, ⑤に対応させることが出来る。したがって, 2種類の反応粒子に7122のスペクトル

注1) 核研, 安江, 小俣両氏の開発による。

注2) TOSBAC T-40を使用している。

が同時に測定可能となる。①，②，⑥，⑦は  
ADC-1～4からの信号をそのまま記憶装  
置に蓄積したものである。これらの記憶装置  
の内容は，随時グラフィック・ディスプレイ  
に映し出すことができ，モニターできる。ま  
た，測定終了時には，これらをラインプリン  
ター，プロッター，磁気ディスク，磁気テー  
プに出力できる。

## § 2 実験方法

### § 2.1 ターゲットの作製

この節では、 $^{59}\text{Co}(\text{d}, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応に用いた  $^{59}\text{Co}$  ターゲットの作製方法とその厚さ測定の結果について述べる。

#### § 2.1.1 作製方法

荷電粒子核反応用のターゲットの作製法は、大きく分けて3通りある。ローラー圧延法と真空蒸着法と電着法である。使用するターゲットの性質、また、必要な厚さの程度によって、一番適した方法を選ぶ。この実験に必要な  $^{59}\text{Co}$  ターゲットの厚さは、エネルギー分解から考え、 $150\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$  以下であることが望ましかった。コバルト金属の性質を考えると、この程度の厚さを得るには真空蒸着法が適している。(電着法にした場合、電極についた  $\text{Co}$  膜を剝離することが困難である。)

真空蒸着法により  $\text{Co}^{\text{注}}$  を蒸発させる場合、普通にタンゲステン・ボードを用いると、 $\text{Co}$   
注) 純度が99.99%の  $\text{Co}$  金属を用いた。なお、 $^{59}\text{Co}$  の存在比は100%である。

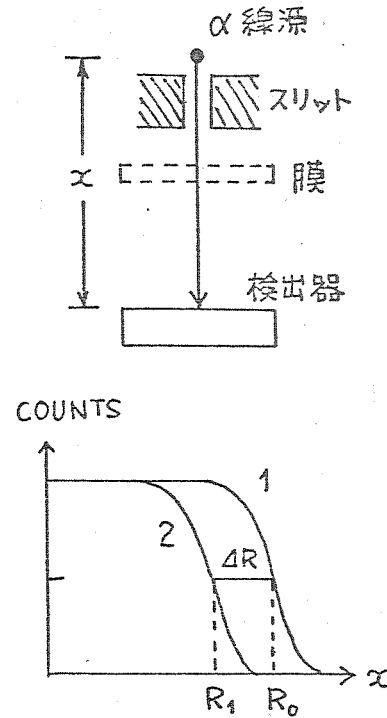
が融解するとともにタンゲステンと合金をつくり、更には加熱の段階でボードが切れてしまう。そこで、ここで用いたのはアルミナのもつぽである。アルミナの融点は $2050^{\circ}\text{C}$ 、一方コバルトの融点は $1492^{\circ}\text{C}$ であるので、アルミナが融解しないうちにアルミナを熱してコバルトを蒸発させた。もつぽが高温になるので、蒸着面は熱に強いものが必要であった。そこで、この蒸着面として生マイカ(雲母板)を用いた。コバルトは蒸着しにくかったので、必要な量以上のコバルト金属の薄片をもつぽに入れ、溶けた状態で蒸着面がでるだけ大きくなるようにした。

生マイカに着いたコバルト膜は、蒸着面を上側にして水の中に斜めに静かに入れていくことによって剥離させた。コバルト膜の剥離は容易ではなく、薄すぎても厚すぎても剥離する時に細かい亀裂が入った。大体 $100\sim 300\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の厚さの時にうまくいくようであった。

### § 2.1.2 厚さの測定

測定に入る前に、作製された  $C_0$  膜の厚さを測定した。用いた測定法は、 $\alpha$  線の飛程差を利用する方法である。<sup>44)</sup> 以下にその原理を簡単に示す。

今、右図のような配置を考える。膜がない場合の検出器の計数と、検出器と  $\alpha$  線源との距離  $x$  との関係が曲線 1 のようになったとすると、膜を入れた場合の曲線は 2 のようになる。すなわち、 $\alpha$  線の平均飛程が  $R_0$  から  $R_1$  と小さくなる。



$$\Delta R = R_0 - R_1 \quad (3.10)$$

膜の厚さを  $\Delta X$  (cm), 密度を  $\rho$  (g/cm<sup>3</sup>), 空気の密度を  $\rho_{air}$  (g/cm<sup>3</sup>) とすると、膜によるエネルギー損失は  $\rho \cdot \Delta X$ , それと同じである空気によるエネルギー損失は



$\rho_{air} \cdot \Delta R$  を生じたことになる。従って、

$$\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right) \rho \cdot \Delta X = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{air} \rho_{air} \cdot \Delta R \quad (3.11)$$

となる。この式により膜の厚さは、

$$\rho \cdot \Delta X (\text{g/cm}^2) = \frac{\rho_{air} \cdot \Delta R}{\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right) / \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{air}} \quad (3.12)$$

で与えられる。この式の分母にある相対質量阻止能

$$S_m = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right) / \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{air} \quad (3.13)$$

は、既に  $E_a = 4.0 \text{ MeV}$  の値が  $S_m$  の関数として測定されているので、<sup>44)</sup>  $\rho_{air}$  と  $\Delta R$  を測定すれば膜の厚さ  $\rho \cdot \Delta X$  が求まる。 $\rho_{air}$  は気圧と温度が分かれば簡単に知れる。

図 3.6 に、作製した  $\text{C}_0$  膜について測定した距離と計数の関係を示す。この結果から得られた膜の厚さは  $190 \mu\text{g/cm}^2$  であった。測定誤差は  $\sim 20\%$  である。この誤差は主に飛程差  $\Delta R$  の測定誤差からくる。

## § 2.2 重陽子ビーム

( $d, {}^3\text{He}$ ) 反応の断面積は、出口チャンネル ( ${}^3\text{He}$ ) のクーロン障壁が影響するので、重陽子のエネルギーが高い方が大きくなる。また、放出される  ${}^3\text{He}$  粒子のエネルギーが大きければ、この粒子のターゲット中でのエネルギー損失によるエネルギー分解能の劣化が抑えられる。そこで、この実験では、核研 S F サイクロトロンからの  $33.33 \text{ MeV}$  の重陽子ビームを用いた。このエネルギーは、このサイクロトロンが加速可能な  ${}^3\text{He}$  粒子の最大エネルギーである。

ビーム強度は、ターゲット上へ  $\sim 60 \text{ nA}$  であった。

## § 2.3 スペクトロメーターの立体角

スペクトロメーターの立体角は、§ 1.1 で述べたように、散乱槽の出口に備えられていたスリットが張る立体角によって決まる。この実験では  $1.93 \text{ msr}$  のスリットを用いた。

## § 2.4 反応粒子の弁別

$^{59}\text{Co} (d, ^3\text{He}) ^{58}\text{Fe}$  反応において、 $^3\text{He}$  粒子の問題とするエネルギー領域を分析しようとする、反応の  $Q$  値からして、位置検出器には軽い粒子の全 2 (陽子 ( $p$ ), 重陽子 ( $d$ ), トリトン ( $t$ ),  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) が入ってくる。そこで、この節ではこれらの粒子を弁別する方法と、それに基づいて測定した  $^3\text{He}$  粒子の識別の結果を示す。

### § 2.4.1 反応粒子の弁別方法

今、磁気分析器の  $BP$  (magnetic rigidity,  $\text{KG} \cdot \text{cm}$ ) と、分析される粒子の運動エネルギー  $T$  ( $\text{MeV}$ ) との関係を見ると、

$$T = \frac{0.09(BP)^2 Z^2}{\sqrt{(mc^2)^2 + 0.09(BP)^2 Z^2} + mc^2} \quad (3.14)$$

$$BP = \sqrt{T(T + 2mc^2)} / 0.3Z \quad (3.15)$$

となる。ここで、 $Z$ ,  $m$  はそれぞれ粒子の電荷, 質量である。(  $mc^2$  は  $\text{MeV}$  単位 )  
これを図 3.6 に表わすと図 3.7 のようになる。

$E_d = 33 \text{ MeV}$  とし、 $^{58}\text{F}$  核の励起エネルギーとし  $E_x = 0 \sim 7 \text{ MeV}$ 、角度とし  $\theta = 50^\circ \sim 60^\circ$  の領域を測定するとすると、反応運動学の簡単な計算から、 $^3\text{He}$  粒子の測定エネルギー領域は  $E_{^3\text{He}} = 23 \sim 31 \text{ MeV}$  となる。この領域の  $B\rho - T$  曲線の拡大図が図 3.8 である。図から分かるように問題の磁場領域では、低エネルギーの  $\alpha$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$  が全て検出器に入ってくる。なお、 $^{59}\text{Co}$  を標的とした  $(d, ^3\text{He})$ ,  $(d, \alpha)$ ,  $(d, p)$ ,  $(d, t)$  反応の  $Q$  値は、それぞれ、 $-1.870$ ,  $+8.664$ ,  $+5.267$ ,  $-4.196 \text{ MeV}$  である。

先ず、粒子の質量の違いによってこれらの粒子を弁別する方法を示す。

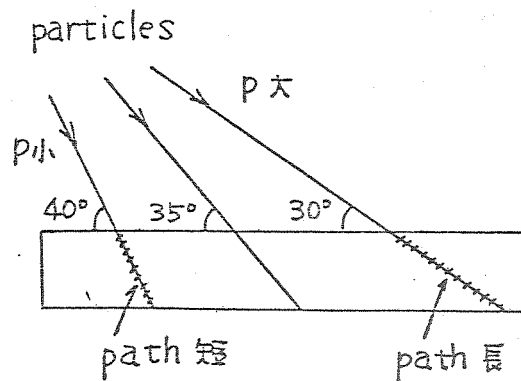
$$p = z \cdot B\rho$$

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Az^2}{E} \quad (3.16)$$

の関係があるので、検出器に入ってくる粒子のエネルギー損失は

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \propto AZ^2 \cdot \frac{A}{Z^2} = A^2 \quad (3.17)$$

となり粒子の質量の2乗に比例する。従って  
 $\Delta E$  検出器から得られる出力パルスの高さは  
 $P, d, {}^3\text{He}, t, \alpha$  で  $1 : 4 : 9 : 9 : 16$   
 の比をもつことになり、このパルス高の違い  
 により粒子を弁別できる。 $\Delta E$  検出器内での  
 粒子のエネルギー損失のストラグリング (*straggling*)  
 によるピークの広がりや、同種  
 粒子でも検出器のそれぞれの位置に入る粒子  
 のエネルギーは異なり、それによるところの  
 広がり、この粒子弁別の良否を左右する。  
 特に後者の効果は、この実験で用いた検出器  
 の長さが長い (80 cm) ので大きいと考えら  
 れるが、都合の良い  
 ことに、検出器に対  
 して粒子は斜め入射  
 になっているので (右図参照)、高い運  
 動量の粒子に対して



は有効飛程長は長く，逆に低い運動量の粒子に対しては短くなっており，これは $\Delta E$ スペクトルの分解能を良くするよう働いている。

以上は質量による弁別であるが， $^3\text{He}$ と $\pi$ はこの弁別方法だけでは分けられない。そこで次にこの2つの粒子を弁別する方法を示す。

図3.9に各粒子のアルミニウム中での飛程を示す。図に示されているように，同一のBρでは $\pi$ の飛程が $^3\text{He}$ の飛程より小さくなっていく。すでに述べたように， $^3\text{He}$ 粒子の測定領域はBρで600～700  $\text{KG} \cdot \text{cm}$ であるので，この領域の $\pi$ を吸収し， $^3\text{He}$ を通過させることがきるAlの厚さは200  $\mu\text{m}$ である。粒子は $\Delta E$ 検出器に斜め入射することを考慮すると， $200 / \sin 30^\circ = 400 \mu\text{m}$ の厚さのAl吸収体を用いれば $^3\text{He}$ 粒子のみを通過させることがきることになる。したがって，このAl吸収体を $\Delta E_1$ と $\Delta E_2$ 検出器の間に挿入し，両検出器からのA=3に対応する信号の同時計数をとれば $^3\text{He}$ 粒子を

識別できる。これは § 1.2.2 で述べた  $p$  と  $d$  の弁別方法と類似している。

### § 2.4.2 回路系

図 3.10 に回路系のブロック・ダイアグラムを示す。以下に、この図を簡単に説明する。

$\Delta E$  検出器側の信号処理を見る。まず、 $\Delta E_1$  検出器からの信号を SCA (single channel analyzer) に通し、 $\Delta E_1$  スパクトルの中の  $t$  と  ${}^3\text{He}$  に対応する信号を取り出す。一方、吸収体の後ろにおかれた  $\Delta E_2$  検出器からの信号に対しては、SCA の出力信号は  ${}^3\text{He}$  に対応したものにす。両者の同時計数信号を ADC 1, 2 (これらには位置検出器の両端からの信号を入れる) のゲート信号とする。こうすることによって、 ${}^3\text{He}$  に対応する位置信号のみを取り出すことができる。ADC - 3, 4 は  $\Delta E$  スパクトルをモニターするものである。ADC の後の信号処理は § 1.2.3 で述べた。

### § 2.4.3 粒子弁別の実験結果

図 3.11 a に  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$  検出器の  $\Delta E$  スペクトルを示す。上図が  $\Delta E_1$ , 下図が  $\Delta E_2$  である。 $\Delta E_1$  スペクトルでは、質量  $A = 2, 3, 4$  の粒子がきれいに分離されている。 $\Delta E_2$  は吸収体の後方なので、 $\tau$  は吸収され、 $\alpha$  も殆ど吸収された。

図 3.11 b の最上段は、 $\Delta E_1$  スペクトルに SCA からの信号をゲートかけたもので、中段は  $\Delta E_2$  のものである。すなわち、§ 1.2.3 の図 3.5 における ⑤ と ⑦ の内容である。一方、最下段は、 $\Delta E_1$  と  $\Delta E_2$  側の SCA の出力の同時計数信号を位置信号にゲートかけた場合の、位置検出器から得られた  $\Delta E$  スペクトルである。すなわち、図 3.5 の ③ の内容である。この図を見てわかるように、 $^3\text{He}$  粒子の弁別が非常にうまく行われた。

なお、この粒子弁別のための回路系のハウスマー設定に際しては、計数率が高い方が時間の節約になるので  $\sim 5 \text{ mg/cm}^2$  の C。ター



ゲット<sup>注)</sup>を使用した。

### § 2.5 検出器の有感領域

測定に入る前に、位置検出器の有感領域を知ることが必要がある。 $^{197}\text{Au}(d, d_0)^{197}\text{Au}$  弾性散乱を用いてこの測定を行なった。スペクトロメータの磁場の値を変化させることにより弾性散乱ピークを検出器の特に両端付近に入れ、使用可能な領域を調べた。図3・12がその結果である。チャネル数は、検出器の位置に対応している。 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の測定では、問題とするピーク群がこの領域に入るように磁場を設定した。

なお、この測定と並行して、位置検出器の位置分解能を調べた。その結果、 $d$  に対しては  $\sim 3\text{ mm}$  であることが分った。

### § 2.6 弾性散乱の測定

$^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の微分断面積の絶対値を決定するために、弾性散乱  $^{59}\text{Co}($   
 注) 英国 Good Fellow 社製、電着法で作製された。

$d, d_0$ )  $^{59}\text{Co}$  の測定を行なった。実験から得た弾性散乱の角度分布を、光学模型による断面積と比較することにより、 $(d, ^3\text{He})$  反応断面積を算定するための規格化因子を求める訳である。この作業で注意しなければならないことは、光学模型による散乱断面積が光学ポテンシャルのパラメーターに余り依存しない角度領域、すなわち Rutherford 散乱が主である角度領域で実験と理論との比較をしなければならないことである。そこで、弾性散乱角分布は、 $10^\circ \sim 30^\circ$  の範囲を  $1^\circ$  及び  $2^\circ$  間隔で、 $30^\circ$  から  $50^\circ$  までは  $2.5^\circ$  間隔で測定した。 $10^\circ$  以下は、ターゲット中の不純物によるピークと  $^{59}\text{Co}$  のピークが重なることと、散乱槽内に備えられたファラデー・カップが邪魔することにより測定できなかった。

## § 2.7 $^{59}\text{Co} (d, ^3\text{He}) ^{58}\text{Fe}$ 反応の測定

この反応の断面積は、 $7.5^\circ$  から  $30^\circ$  までは  $2.5^\circ$  間隔で、 $30^\circ$  から  $45^\circ$  までは

3° 間隔で測定した。この角度領域、角度間隔は、角度分布から反応の移行角運動量  $Q$  を固定することが可能になるように決めた。

計数量は、注目するピークについで、前方領域で少なくとも 200 個程度になるようにした。ちなみに、ビーム強度が 60 nA, ターゲットの厚さが 200  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , 立体角が 1.93 msr では、断面積が  $\sigma = 100 \mu\text{b}/\text{sr}$  に対し、計数率は 0.15 cps, すなわち約 7 秒に 1 個の計数率となる。

## 第4章 実験結果と解析

### § 1 実験結果

#### § 1.1 弾性散乱

図4.1に、 $\theta_{\text{Lab.}} = 20^\circ$ での $(d, d)$ 反応のスペクトルを示す。この図には $^{59}\text{Co}$ の弾性散乱ピーク付近のみを示している。図に示されているように、 $^{12}\text{C}$ と $^{16}\text{O}$ の弾性散乱ピークが現われている。 $\theta_L = 50^\circ$ までの測定で、この $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$ 以外のピークは現われなかったため、ターゲット中の不純物は主に $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$ であると見なした。図中の400ch.付近に現われている2本のピークは、右側が $^{59}\text{Co}$ の1.099 MeV、 $3/2^-$ 状態と1.190 MeV、 $9/2^-$ 状態に対応する非弾性散乱ピーク、左側が1.459 MeV、 $11/2^-$ 状態と1.482 MeV、 $5/2^-$ 状態に対応する非弾性散乱ピークである。

図4.2に、この弾性散乱断面積のRutherford散乱断面積 $\sigma_R$ との比を示す。実線は後に述

べる光学模型による理論曲線であり、測定値は  $10^\circ$  から  $30^\circ$  の角度領域でこの理論値に規格化してある。

光学模型による理論値と、ターゲットの厚さを測定値  $190 \mu\text{g} / \text{cm}^2$ 、スパウトロメーターの立体角を  $1.93 \text{ msr}$  として求めた実験値とを比較した結果、両者は  $10\%$  以内で一致した。この結果から、弾性散乱断面積の理論と実験の比較から求まる規格化因子を用いて算定される  $(d, {}^3\text{He})$  反応断面積の絶対値の誤差は  $20\%$  以内であると評価した。

## § 1.2 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$ 反応

### § 1.2.1 エネルギー・スペクトル

図 4.3 に、実験室系の角度が  $15^\circ$  の  $(d, ^3\text{He})$  反応のエネルギー・スペクトルを示す。図中に示された数字は、 $^{58}\text{Fe}$  核の励起エネルギーである。(単位は  $\text{MeV}$ ) スペクトルの  $S/N$  比が非常に良いことが、図から見てとれる。

エネルギー分解能は  $40 \text{ keV}$  であった。この分解能には、位置検出器の位置分解能とターゲットの厚さによるものとか大体半々ずつ寄与している。

図中の  $^{15}\text{N}$  の基底状態に対応するピークは、ターゲット中に含まれていた  $^{16}\text{O}$  による  $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$  反応に起因するものである。 $^{15}\text{N}$  核の第一励起準位は  $5.27 \text{ MeV}$  のところにあるので、 $^{16}\text{O}$  による不純物ピークはこの基底状態ピークだけであった。また、 $^{12}\text{C}(d, ^3\text{He})$  反応による不純物ピークは、この反応の  $Q$  値が大きい ( $-10.463 \text{ MeV}$ )

の測定領域には入ってこない。

### § 1.2.2 励起エネルギー

<sup>58</sup>Fe核の低励起状態の準位エネルギーは、ガンマ線の遷移エネルギーなどの測定により良く知られており、<sup>45)</sup> また、既に述べたように、比較的高い励起エネルギーの領域のそれも最近測定されてゐる。<sup>3)</sup> 励起エネルギーの決定には、これらの準位エネルギーを用いた。ピークのチャンネル数と励起エネルギーの関係を表わす較正曲線を最小自乗法によつて求め、この曲線に基づいて励起エネルギーを算定した。

用いたエネルギーは、 $2^+$ 状態の  $811 \text{ keV}$ 、 $2^+$ 状態の  $1675 \text{ keV}$ 、 $4^+$ 状態の  $2076 \text{ keV}$ 、 $4^+$ 状態の  $2600 \text{ keV}$ 、 $2^+$ 状態の  $3084 \text{ keV}$  (以上は文献 45) より) と  $6^+$ 状態の  $3886 \text{ keV}$  (文献 3) ) である。これらの励起エネルギーを用いて得られた較正曲線は略ぼ直線性を示してあり、これ

はスペクトロメーターの性能と合致してゐた。また、この較正曲線から励起エネルギーが4.44 MeVと定められたピークが移行角運動量  $\ell = 0$  の角度分布をもち、これは  $^{58}\text{Fe}$  ( $P, p'$ )  $^{58}\text{Fe}$  反応<sup>4b)</sup>で、4.441 MeVに3<sup>-</sup>状態が観測されてゐることと矛盾しない。(次章で述べるように、 $\ell = 0$ の状態のスピン・パリティは3<sup>-</sup>か4<sup>-</sup>である。) 更に、 $^{15}\text{N}$ の基底状態に対応する3Heの運動エネルギーを $^{58}\text{Fe}$ 核の励起エネルギーに換算し、それを較正曲線と比較した結果、両者はほぼ一致してゐた。これらのことから得られた較正曲線が妥当なものであることが確かめられた。

励起エネルギーの誤差は、5 MeV以下の状態に対しては $\sim 20 \text{ keV}$ 、それ以上の状態に対しては $\sim 50 \text{ keV}$ である。この誤差は、2次曲線と3次曲線で較正曲線をつくり、それらの曲線で求めた値の標準誤差である。



### § 1.2.3 角度分布

各ピークの面積が求まれば、弾性散乱を用いて求めた規格化因子により、 $(d, {}^3\text{He})$  反応の微分断面積は簡単に算出できる。なお、すでに述べたようにスペクトルの  $S/N$  比が良かったので、ピーク面積を求める際にはバックグラウンドの差し引きはやらなかった。

図 4.4 a, b には得られた微分断面積の角度分布が示されている。図中の実線は後節で述べる DWBA 計算から得られた理論曲線である。4.94 MeV 以上の励起エネルギーのピークに対する角度分布において、途中の実験点が欠けているのは、 ${}^{15}\text{N g.s.}$  に対応する強いピークによって問題のピークが隠されたからである。図に示されているように、移行角運動量  $l$  によって特徴的な縞模様が出てくることが分かる。

## § 2 D W B A 解析

### § 2.1 歪曲波ボルン近似 (D W B A)

この節では、D W B A 解析の基礎となる歪曲波ボルン近似 (Distorted Wave Born Approximation, 略して D W B A) についてその概説と D W B A 解析に用いた計算プログラムの説明を行なう。

#### § 2.1.1 概説

歪曲波ボルン近似は、これまで核反応断面積の角度分布やその Q 値依存性を説明するのに有効なものであることが証明され、広く採用されていく。そのことにより、また、核反応から核分光学的情報を引き出す上で有力な武器となっていく。以下では、(d,  $^3\text{He}$ ) 反応に関連させて、この歪曲波ボルン近似 (以下 D W B A と略す) の簡単な説明をする。詳しくは、例えば文献 47), 48) を参照されたい。

D W B A は一般階の核反応過程に対し、

次のような仮定を行なう。

「入射粒子，放出粒子は，それぞれ反応の前後に光学ポテンシャル (optical potential) の中で自由に運動する。反応は，残留相互作用の1回の作用によって起こる。」

この仮定の下での反応  $A(a, b)B$  の遷移行列は，

$$T_{DW} = \int d\vec{r}_a \int d\vec{r}_b \chi_b^{(-)*}(\vec{r}_b, \vec{r}_b) \langle B, b | V_{eff} | A, a \rangle \chi_a^{(+)}(\vec{r}_a, \vec{r}_a) \quad (4.1)$$

と表わされる。ここで， $\vec{r}_a$ ， $\vec{r}_b$  は，それぞれ標的核  $A$  と入射粒子  $a$ ，残留核  $B$  と放出粒子  $b$  との間の相対座標である。丁は積分変数の変換によるヤコビアンである。また， $\chi_a$ ， $\chi_b$  は，それぞれ入口チャンネル，出口チャンネルの歪曲波であり，それぞれのチャンネルで定められる光学ポテンシャルによって計算される。この光学ポテンシャルはそれぞれのチャンネルでの弾性散乱の断面積を再現するようなポテンシャルにする。 $V_{eff}$  が残留相

相互作用であり，反応の過程に移行する粒子が  $\alpha$  である ( $a = \alpha + b$ ) とすると， $V_{\text{eff}} \approx V_{b\alpha}$  となる。(d,  $^3\text{He}$ ) あるいは ( $^3\text{He}$ , d) 反応の場合には，これは，重陽子と陽子の相互作用  $V_{pd}$  ということになる。<sup>注)</sup>

(4.1) 式の核行列要素  $\langle B, b | V_{b\alpha} | A, a \rangle$  は

$$\langle B, b | V_{b\alpha} | A, a \rangle = \langle B | A \rangle \langle b | V_{b\alpha} | a \rangle \quad (4.2)$$

と表わされる。 $\langle B | A \rangle$  は，残留核と標的核との重なり積分で，核分光学的情報は全てこの中に含まれる。DWBA 解析により，所謂スパウトロスコピック因子を導出する場合には  $\langle b | V_{b\alpha} | a \rangle$  が重要となる。すなわち，次節で述べる規格化因子  $N$  ((4.12) 式を見よ) が，この行列要素によって決められる。 $(^3\text{He}, d)$ ， $(d, ^3\text{He})$  反応に対するこの行列要素は Bassel<sup>49)</sup> によって計算されている。これらの反応では，先に述べたように  $V_{b\alpha} = V_{pd}$  であるから  $\langle b | V_{b\alpha} | a \rangle$  は

$$\langle d | V_{pd} | ^3\text{He} \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} \int d^3p \varphi_d(p) V_{pd} \varphi(r, p)$$

注) ( $d, ^3\text{He}$ ) 反応の場合には prior form で， $(^3\text{He}, d)$  反応の場合には post form を考える。

$$= \sqrt{\frac{3}{2}} D(r) \quad (4.3)$$

となる。<sup>49)</sup> ここで、 $\rho$  は重陽子の内部座標、 $r$  は陽子と重陽子の重心の相対座標である。 $\varphi_d$ ,  $\varphi$  はそれぞれ重陽子,  ${}^3\text{He}$  の波動関数である。今、(4.3)式の  $D(r)$  を次のように因子化する。

$$D(r) = D_0 f(r) \quad (4.4)$$

$$D_0 = \int dr \int d\rho \varphi_d(\rho) V_{pd} \varphi(r, \rho) \quad (4.5)$$

$$f(r) = \frac{1}{D_0} \int d\rho \varphi_d(\rho) V_{pd} \varphi(r, \rho) \quad (4.6)$$

断面積は  $|T_{\text{DW}}|^2$  に比例する、したがって、 $D_0^2$  に比例することになり、この  $D_0^2$  が規格化因子  $N$  を決める。Bassel<sup>49)</sup> は、重陽子の  $S$  状態波動関数とし  $Z$  Hulthén 関数<sup>注1)</sup> を、 ${}^3\text{He}$  の波動関数とし  $Z$  Irving - Gunn 波動関数<sup>注2)</sup> を用いて (4.5) の数値積分を行ない、 $D_0$  の値を求めた。

DWBA 計算の多くは (4.1) 式の積分を簡単にするために、所謂、零レンズ近似を採用している。すなわち、(4.6) 式の  $f(r)$  を

$$\text{注1)} \quad \varphi_d(\rho) = \frac{\sqrt{2\alpha\beta(\alpha+\beta)}}{\beta-\alpha} \left[ \frac{\exp(-\alpha\rho) - \exp(-\beta\rho)}{\rho} \right], \quad \alpha = 0.231 \text{ fm}^{-1}, \quad \beta = 1.438 \text{ fm}^{-1}.$$

$$\text{注2)} \quad \varphi(r_{12}, r_{13}, r_{23}) = A \exp(-\delta R/2)/R$$

$$A = 3^{1/4} \delta^2 / (2\pi^3)^{1/2}$$

$$R^2 = \sum_{i,j} (r_{ij})^2 = 2r^2 + \frac{3}{2}\rho^2$$

$$\delta = 0.768 \text{ fm}^{-1}.$$

$$f(r) = \delta(r) \quad (4.7)$$

とする。こうすることによって、(4.1)式の6重積分は3重積分となる。

次に、重なり積分  $\langle B|A \rangle$  を考える。これは、既に述べたように核分光学的情報の全てを含んでおり、一核子移行反応の場合には、

$$\begin{aligned} \langle B|A \rangle &= \sum_{n\ell j} A_{n\ell j} \phi_{n\ell j}^*(\vec{r}_{xA}) \\ &= \sum_{n\ell j} A_{n\ell j} R_{n\ell j}(r_{xA}) Y_{\ell m}^*(\hat{r}_{xA}) \end{aligned}$$

(4.8)

と、殻模型波動関数  $\phi_{n\ell j}$  を展開される<sup>注)</sup>。ここで、スペクトロスコピック因子  $S_{n\ell j}$  は

$$A_{n\ell j} = \sqrt{S_{n\ell j}} \quad (4.9)$$

と定義される。 $\phi_{n\ell j}$  の軌径部分  $R_{n\ell j}$  は形状因子と呼ばれる。この形状因子の計算において広く使用されているのが分離エネルギーの方法 (separation energy method) である。この方法では、 $R_{n\ell j}$  が一体のポテンシャル  $U(r)$  の中の束縛状態の波動関数で近似できると仮定する。 $U(r)$  としては、普通

注) ここではスピンについての考慮はしていない。

$$U(r) = -V_0 \left[ f(x) + \frac{\lambda}{45.2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x) \vec{l} \cdot \vec{s} \right] \quad (4.10)$$

$$f(x) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a}\right) \right]^{-1}$$

のように, Woods-Saxon 型の中心力と, Thomas 型のスピン・軌道力より成るとする。そして, このポテンシャルの中のパラメータ, 普通は  $V_0$  を調整して, 与えられた  $(n, l, j)$  軌道のエネルギー固有値が, 実験より得られる移行核子の分離エネルギーに等しくなるようにする。

以上のようにして, 遷移行列要素  $T_{DW}$  が計算できれば, 断面積は

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)} \frac{k_b}{k_a} \frac{\sum_{M_A M_B m_a m_b} |T|^2}{(2J_A + 1)(2S_A + 1)} \quad (4.11)$$

と求まる。<sup>注)</sup> 一核子移行反応の DWBA 解析においては, スペクトロスコープ因子  $S_{n,l,j}$  と定数  $D_0$  を除外した形で断面積を計算し, こうして得られる計算値を実験値と比較することによって, 逆にスペクトロスコープ因子を求める。

注)  $\mu_a, \mu_b$  は粒子  $a, b$  の換算質量,  $k_a, k_b$  は波数である。また,  $J_A, S_a$  は標的核  $A$ , 入射粒子  $a$  のスピンである。  $M_A, M_B, m_a, m_b$  はそれぞれスピン  $J_A, J_B, S_a, S_b$  の  $z$  成分である。

## § 2.1.2 D W B A 計算プログラム

D W B A 計算には D W B A プログラム・コード D W U C K 4<sup>50)</sup>を用いた。

このプログラムは、前節で述べた零レンツ近似で計算を行なう。しかし、有限レンツ (finite range) の効果を考慮する必要がある場合には、局所エネルギー近似 (local energy approximation) の下でこの効果を取り入れることができる。また、ポテンシャルの非局所性 (non-locality) の効果も同様に取り入れることができる。ここでの解析ではこれらの効果を考慮する必要が認められなかったのて、詳しくは述べない。

D W U C K 4 で計算される反応断面積と、実測された断面積との間には、次のような関係がある。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp.}}^{j\ell} = N \frac{C^2 S_{j\ell}}{2j+1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWUCK}}^{j\ell} (d, {}^3\text{He})$$

(4.12)

ここで、 $N$  は規格化因子であり、前節で述べ



た Bassel<sup>49)</sup>の結果によると 2.95 となる。

$l, j$  は移行陽子の殻模型軌道の量子数であり、 $l$  が反応の移行角運動量 (angular momentum transfer) となる。 $S_{je}$  がスパウトロスコピック因子であり、 $C^2$  はアイソスピン  $C-G$  係数  $\langle T_i T_{z,i} \frac{1}{2} + \frac{1}{2} | T_f T_{z,f} \rangle^2$  である。 $T_i, T_f$  はそれぞれ始状態、終状態のアイソスピンである。陽子ポック・アッ? 反応では  $C^2 = 2T_f / (2T_f + 1)$  となる。

実測された断面積と計算によるものとを比較すれば、上式より、スパウトロスコピック因子が求まる。すなわち、

$$C^2 S = \frac{2j+1}{N} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}}^{jl} / \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DWUCK}}^{jl} \quad (4-13)$$

として求まる。

## § 2.2 光学ポテンシャル

DWBA 解析を行なうには、まず、入力チャンネル、出力チャンネル、それぞれの光学ポテンシャルを決定しなければならない。既に述べたように、この決定においては、弾性散乱の実験値を再現するという条件が課せられる。以下に、重陽子、 $^3\text{He}$  の光学ポテンシャルについて述べる。

### § 2.2.1 重陽子光学ポテンシャル

重陽子の光学ポテンシャル・パラメーターは比較的多く報告されているが、 $E_d = 33.3 \text{ MeV}$  での  $^{59}\text{Co}$  の弾性散乱に対して適用できる光学ポテンシャルは、Newman 等<sup>51)</sup> の  $E_d = 34.4 \text{ MeV}$  でのものと、Hinterberger 等<sup>52)</sup> のものである。Newman 等は、ポテンシャル・パラメーターの  $A$  (質量) と  $Z$  (電荷) に対する依存性を示している。Hinterberger 等は、この依存性と共にエネルギーに対する依存性も示している。しかし、 $E_d = 33.3 \text{ MeV}$  での彼らのパラメーターは、Newman

等のものに良く似ている。実際、両ポテンシャルで計算した、弾性散乱、 $(d, {}^3\text{He})$  反応の断面積は殆ど同じであった。

Newman 等のポテンシャルは、以下のようなものである。ポテンシャルの型としては、次のようなものを用いている。

$$V(r) = V_c(r) - V_0(1+e^x)^{-1} - i(W_0 - W' \frac{d}{dx'}) (1+e^x)^{-1} \\ + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{V_{so}}{r} \frac{d}{dr} (1+e^x)^{-1} (\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (4.14)$$

ここで、 $x = (r - r_0 A^{1/3})/a$ ,  $x' = (r - r'_0 A^{1/3})/a'$  である。 $V_c$  はクーロン・ポテンシャルであり

$$V_c(r) = \left(\frac{Ze^2}{2R_c}\right) \left[3 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right] \quad r \leq R_c \\ = Ze^2/r \quad r > R_c \quad (4.15)$$

$$R_c = r_c A^{1/3}$$

となっており。(4.14), (4.15) 式中のパラメータの、 $A$ ,  $Z$  に対する依存性は、

$$V = 90.2 + 0.89 Z / A^{1/3} \quad (\text{MeV})$$

$$r_0 = 0.968 + 0.029 A^{1/3} \quad (\text{fm})$$

$$a = 0.814 \quad (\text{fm})$$

$$W_0 = W'/4 = 4.33 + 2.20 A^{1/3} \quad (\text{MeV})$$

$$r_0' = 1.09 + 0.80 A^{-1/3} \quad (\text{fm})$$

$$a' = 0.554 + 0.059 A^{1/3} \quad (\text{fm})$$

$$V_{s.o.} = 7.0 \quad (\text{MeV})$$

$$r_c = 1.30 \quad (\text{fm})$$

である。  $A = 59$  ,  $Z = 27$  とし  $Z$  , これらの式から得られた  $110^\circ$  ラメーターを表 4.1 に示す。図 4.2 に、このポテンシャルを用いて計算された断面積を実線で示してある。図から分かるように、 $50^\circ$  までの角度範囲で、実測値と理論値の角度分布は良く一致している。このことから、重陽子の光学ポテンシャルは、この Newman 等のものを採用した。

### § 2.2.2 $^3\text{He}$ 光学ポテンシャル

$^3\text{He}$  は、重陽子に較べてポテンシャル -  $110^\circ$  ラメーターの研究は少ない。ここを用いたのは、Becchetti と Greenlees<sup>53)</sup> のものである。彼らは、 $A > 40$  ,  $E < 40 \text{ MeV}$  の領域のポテンシャルとし  $Z$  , 次のようなものを示している。

$$V = 151.9 - 0.17E + 50(N-Z)/A$$

$$r_0 = 1.20$$

$$a = 0.27$$

$$W_0 = 41.7 - 0.33E + 44(N-Z)/A$$

$$r_0' = 1.40$$

$$a' = 0.88$$

$$V_{s.o.} = 2.5$$

$$r_c = 1.30$$

ここで、 $N$  は中性子数であり、パラメーターの定義は (4.14), (4.15) と同じである。

重陽子の場合と異なり、ここでは体積吸収型のポテンシャルとなっている。

$A = 58$ ,  $Z = 26$ ,  $N = 32$ ,  $E = 30 \text{ MeV}$  とし得たパラメーターを表 4.1 に示す。<sup>59</sup>  $\text{Co}(d, {}^3\text{He}) {}^{58}\text{Fe}$  反応を放出される  ${}^3\text{He}$  のエネルギーは、 $E_x = 0 \sim 6 \text{ MeV}$  の領域では  $E_{{}^3\text{He}} = 25 \sim 31 \text{ MeV}$  と巾を持つが、上式の  $V$ ,  $W_0$  のエネルギー依存性は弱いので、 $(d, {}^3\text{He})$  反応の解析では、表 4.1 に示した  $E_{{}^3\text{He}} = 30 \text{ MeV}$  の値を統一して用いた。

## § 2.3 解析結果

一核子移行反応では、移行角運動量は移行する核子の殻軌道の軌道角運動量に一致することは既に述べた。 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の DWBA 解析において  $\ell = 0, 1, 2, 3$  を、それぞれ、 $2S_{1/2}$ ,  $2P_{3/2}$ ,  $1d_{3/2}$ ,  $1f_{7/2}$  殻軌道からの陽子ピックアップ・アッポに対応させた。 $\ell = 1$  については、 $2P_{1/2}$  殻からのピックアップ・アッポの可能性も充分あるが、実験から  $2P_{3/2}$  か  $2P_{1/2}$  かを区別することが不可能であったので、上記のように  $2P_{3/2}$  と仮定した。しかし、 $2P_{3/2}$  と  $2P_{1/2}$  で計算した DWBA 断面積は、角度分布が前方で類似しており、その値も  $2j+1$  の比、すなわち、 $2:1$  になつてゐるので、(4.13)式に基づいて出されるスペクトロスコピック因子は、 $2P_{3/2}$  とした場合と  $2P_{1/2}$  とした場合で大きな違いは生じない。

### § 2.3.1 角度分布

図 4.4 a, b は、角度分布の実験値と DWBA

A 計算値との比較である。移行角運動量  $\ell$  に混合がある場合には、DWBA 計算値と実験値とを最小自乗法で合わせた。図に示されているように両者の一致は充分満足できるものである。断面積の Q 値依存性も良く再現されている。

なお、DWBA 計算には、先にも述べたように、有限レンズ、非局所性の効果は入っていない。また、radial cutoff も行なっていない。

### § 2.3.2 スパクトロスコピック因子

スパクトロスコピック因子は、(4.13) 式に基づいて導出したが、この因子は形状因子を求める際に用いるポテンシャルの半径パラメータに強く依存する。(4.10) 式の  $r_0$  である。この解析では、表 4.1 の最下段に示しているように  $r_0 = 1.20$  を用いた。 $r_0 = 1.25$  を用いると、DWBA 断面積の角度分布は  $1.20$  の場合と殆ど一致するが、その値は  $1.3 \sim 1.4$  倍大きくなる。したがって、スパクトロス

コロック因子はその分小さくなる。

Newman と Hiebert<sup>54)</sup> は、 $d$  核の ( $d$ ;  $^3\text{He}$ ) 反応 ( $E_d = 34.4 \text{ MeV}$ ) を研究し、その DWBA 解析において  $r_0 = 1.20$ 、 $a = 0.65$  を用いることにより、理論値と良く一致したスパウトロスコピック因子を導出し、述べる。上述の  $r_0 = 1.20$  という設定はこの妥当性に基づいてなされた。

表 4.2 には、以上の解析から得られたスパウトロスコピック因子をまとめている。



## 第5章 理論と実験の比較及び考察

### § 1 実験結果の考察

この節では、 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応から得られた実験結果についてこの考察及び他の実験結果との比較を行なう。先ず、この反応によって励起される偶パリティ状態、奇パリティ状態各々について検討し、次に、総和則について考察する。

#### § 1.1 偶パリティ状態

$^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応では、始状態である  $^{59}\text{Co}$  核の基底状態のスピン・パリティが  $J^\pi = 7/2^-$  であるので、偶パリティ状態は  $2p$ ,  $1f$  殻からの陽子ポック・アップによって励起される。表 5.1 には、移行陽子の各殻軌道に対する生成状態のスピン・パリティの値を示してある。

$^{58}\text{Fe}$  の低励起状態のスピン・パリティは良く知られており、<sup>45)</sup> 図 1.2 に示してあるよ

うに偶パリティ状態である。従って、表 4.2 が示しているように、 $\sim 3 \text{ MeV}$  以下のエネルギーの状態の移行角運動量は  $\ell = 1$  または  $\ell = 3$  となっている。ここで、低励起状態のスパートロスコピック因子（以下  $S$  因子と略す）について、興味ある点を何点が指摘しておく。第一に、 $0^+$  状態への遷移は基底状態のものが観測されただけで、 $2.257 \text{ MeV}$ ,  $3.244 \text{ MeV}$ ,  $0^+$  状態への遷移は観測されなかった。しかも、基底状態の  $S$  因子は  $0.25$  であり、これは、表 2.3 に示した  $0^+$  状態の部分総和則を全て満たしている。第二に、準  $\alpha$  バンドの  $2_2^+$  状態の  $S$  因子が基底状態バンドの  $2_1^+$  状態の  $S$  因子に較べ極端に小さくなっている。そして、第三には、奇スピオン状態への遷移が観測されなかったことである。（ $2.134 \text{ MeV}$ ,  $3_1^+$  状態に対応するピークは、前方（ $7.5^\circ, 10^\circ, 12.5^\circ$ ）でのエネルギー スパクトルに現われていたが、後方では認められなかった。角度分布は取れなかったが  $\ell = 1$  の成分をもつ

と推測できる。) これらの点について、次節の理論との比較のところで考察する。

～3 MeV 以上では準位密度が高くなり、スピン・パリティも充分知られていない。そこで、既知の状態と対応関係をつけることができた状態を以下に示す。まず、3.76 MeV と 4.09 MeV の状態は  $\ell = 1 + 3$  であり、これらは  $^{56}\text{Fe}(\pi, p)^{58}\text{Fe}$  反応<sup>55)</sup>で観測されている 3.75 MeV,  $(4^+)$  状態, 4.09 MeV,  $(4^+)$  状態に対応するものであるとした。次に、3.60 MeV と 3.886 MeV の遷移強度の強い状態であるが、後者については既に述べた様に Cavallaro 等<sup>3)</sup>が観測した  $6^+$  状態に対応するものとした。彼等は、3.597 MeV にも  $6^+$  状態を見い出してゐる。3.60 MeV の遷移強度が強いことから、この状態も  $6^+$  状態と見なした。

表 5.2 には、後述する理論との比較に資する実験結果のまとめを示してある。

次に、遷移強度 ( $S$  因子) の分布を見る。

図 5.1 に,  $l = 0, 1, 3$  それぞれの遷移強度の分布の測定結果を示す。今, 芯の励起を考えず,  $^{59}\text{Co}$  の基底状態が陽子 1 空孔の配位  $(\pi f_{7/2}^{-1})_{7/2^-}$  をもち,  $^{58}\text{Fe}$  核の状態が陽子 2 空孔の配位  $(\pi f_{7/2}^{-2})_{J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+}$  であるとするれば,  $^{58}\text{Fe}$  核の  $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$  状態の遷移強度は  $2J+1$  の比をもつ。すなわち表 2.3 の A) 欄のようになる。更に, これらの状態の励起エネルギーが  $^{54}\text{Fe}_{28}$  核の  $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$  状態のそれと同じであるとするれば, 遷移強度の分布は図中の点線のようになる。(図では  $0^+$  以外, 強度を 0.5 倍してある。)

この分布と実験結果を比較すると分かるように,  $l = 3$  の遷移強度の分散は大きく, このことは芯励起の効果が大きいことを示唆していると言える。これについても, 粒子-振動結合模型による理論との比較を後節で行なう。

## § 1.2 奇 10 リ テ ィ 状 態

表 5.1 が示してゐるように、奇 10 リ テ ィ 状 態は  $s$ ,  $d$  殻からの陽子ピックアップ・アップ、従つて  $\ell = 0$  または  $2$  の移行角運動量によつて生成される。

Mani 等<sup>46)</sup>は、 $^{58}\text{Fe}(p, p')^{58}\text{Fe}$  反応において低励起領域に何本かの奇 10 リ テ ィ 状 態を観測してゐる。2.970 MeV,  $5^-$  状態, 3.845 MeV,  $3^-$  状態, 4.079 MeV,  $3^-$  または  $4^+$  状態, 4.23 MeV,  $4^-$  状態, 4.441 MeV,  $3^-$  状態がある。これらの状態は 4.441 MeV,  $3^-$  状態を除いて  $(d, ^3\text{He})$  反応では観測されなかった。4.441 MeV,  $3^-$  状態は前章 § 1.2.2 で述べたように、 $\ell = 0$  の 4.44 MeV に対応すると見なされる。

$^{58}\text{Fe}(p, p')$  反応<sup>46)</sup>で観測された 3.845, 4.441 MeV,  $3^-$  状態は  $(\alpha, \alpha')$  反応<sup>56)</sup>,  $(d, d')$  反応<sup>57)</sup> においても観測されており、しかも  $^{60}\text{Ni}$  核の 8 重極振動準位と見られる 4.04 MeV,  $3^-$  状態<sup>56, 58)</sup> と略同じ位置に現

われて 113 が注目される。

今、 $^{59}\text{Co}$  の基底状態の配位が  $(\pi f_{7/2}^{-1})$  で、 $^{58}\text{Fe}$  の  $S_{1/2}$  陽子空孔状態の配位が  $[(\pi f_{7/2}^{-1}) \otimes (\pi S_{1/2}^{-1})]_{J\pi=3^-,4^-}$  であるとする。3<sup>-</sup>, 4<sup>-</sup> 状態の遷移強度は  $2J+1$  の比になり、3<sup>-</sup> 状態の  $S$  因子は 0.875 になる。上述の 4.44 MeV, 3<sup>-</sup> 状態の  $S$  因子の実験値は 0.38 であり、この値に較べると半分以下である。また、図 5.1 に示されている  $Q=0$  の遷移強度分布を見てもその分散が大ききことが認められる。

以上のことから、奇核リチイ状態について、芯励起の効果、特に 8 重極振動の芯励起成分の効果があることが推測される。注) したがって、これらの状態を粒子-振動結合モデルで描写する場合には

$$[(\pi f_{7/2}^{-1}) \otimes (\pi S_{1/2}^{-1})]_{J} \otimes 4 \text{ 重極振動}$$

$$[(\pi f_{7/2}^{-1}) \otimes (\pi d_{3/2}^{-1})]_{J} \otimes 4 \text{ 重極振動}$$

$$(\pi f_{7/2}^{-2})_{J} \otimes 8 \text{ 重極振動}$$

という結合を考える必要がある。

注) もちろん 残留相互作用  $\langle (\pi f_{7/2}^{-1})(\pi S_{1/2}^{-1}) | V_{pp} | (\pi f_{7/2}^{-1})(\pi S_{1/2}^{-1}) \rangle_{J=3^-,4^-}$  による効果も考えられる。

### § 1.3 総和則

ここでは、 $S$  因子の総和則について考察する。

陽子ロックアップ反応の場合の総和則は

$$\sum_i C^2 S_{lj}^i = \pi_{lj} \quad (5.1)$$

で与えられる。<sup>59)</sup> ここで、 $\pi_{lj}$  は標的核の  $(l, j)$  軌道の陽子数である。

表 5.3 には、各殻軌道についての  $S$  因子の和をまとめている。右側の欄は単純な殻模型から期待される総和則である。先ず、 $2p$ ,  $1f_{7/2}$  殻を見ると、 $1f_{7/2}$  殻に対しては総和則の 90% が満たされている。また、 $2p$  殻についての総和は小さく、 $2p$ ,  $1f_{7/2}$  殻全体の 4% 程度に過ぎない。このことは、 $^{59}\text{Co}$  の基底状態の陽子側の配位は、陽子 1 空孔 ( $\pi f_{7/2}^{-1}$ ) であると近似して良いことを示している。

$s$ ,  $d$  殻の総和則を見ると、 $2s_{1/2}$  については 80% の総和則が満たされており、主たる遷移強度は観測されたと見て良い。 $1d_{3/2}$

設にフリーズは総和則の35%であり、多くの遷移強度は見失なわれている。この見失なわれた強度は、5~6 MeV領域における分析をできなかった状態、及び、測定しなかった、それより高励起側の状態の中に見い出されるであろう。



## § 2 理論と実験の比較

この節では、粒子-振動結合模型に基づいた理論と実験結果との比較を行なう。 $^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$ 核の諸性質を説明する場合、用いた模型によつて $^{59}\text{Co}$  ( $d, ^3\text{He}$ )  $^{58}\text{Fe}$  反応の  $S$  因子も説明されなければならない。このことは第1章で述べた通りである。従つて以下には、 $S$  因子についでこの理論と実験の比較結果と、 $^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$  核それぞれの準位エネルギー、電磁的諸性質についでこの比較結果を示す。そして最後に、Hino 等<sup>10)</sup>が行なつた殻模型計算との比較結果も示す。

### § 2.1 準位エネルギー

$^{59}\text{Co}$  : この核は第1章で述べたように、粒子-振動結合模型においては陽子1空孔 ( $\pi f_{7/2}^{-1}$ ) と振動との結合として描写される。そして、第2章で示したように、この模型計算に必要なパラメーターは、結合定数  $\kappa$  とフォノンのエネルギー  $\hbar\omega$  である。(1空孔の

束縛エネルギーは、模型計算では本質的でないのどこでは零とした。) 後者の  $\omega$  として、芯核と見なす  $^{60}\text{Ni}$  核の  $1$  励起  $2^+$  状態の励起エネルギー  $1.333\text{ MeV}$  を用いた。従って、結合定数  $\kappa$  が唯一のパラメーターとなる。計算は、3フォノン状態までを取り入れて行なった。以下に示す模型計算では、断らな限り全23フォノン状態までを取り入れている。

図5.2に、 $^{59}\text{Co}$  核の準位構造の  $\kappa$  に対する依存性を示す。(図中のそれぞれの準位につけられた数字は、2倍したスピンの値であり、 $\kappa$  リティは全2奇である。以下、半整数スピンの場合には、全2この表現法を用いる。また、各準位図式の下につけられている数字は結合定数  $\kappa$  の値である。これについても、以下同様である。)  $\kappa$  が大きくなるに従い、 $(\pi f_{7/2}^{-1})$  空孔と1フォノン  $2^+$  状態が結合してできる  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $7/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$  状態の縮退が解けていく様子が示さ

れている。 $^{59}\text{Co}$ の核の低励起準位のエネルギー<sup>注)</sup>を再現するようにこの最適値を定め、それを用いて得られた準位構造が図5.3の左側であり、右側の実験と比較してある。このときのこの値は2.5である。 $1/2^-$ ,  $3/2^-$ 状態を予言できない点を除けば、理論は、2 MeV以下の準位エネルギーを略ぼ再現している。この結果は、Satpathy と Gujraathi<sup>7)</sup>の結果と大体同じである。

得られた $^{59}\text{Co}$ の基底状態の波動関数は、振幅が1%以上のものだけを取り出すと、

$$|^{59}\text{Co, g.s.}\rangle = 0.8596|7/2, 00\rangle + 0.4818|7/2, 12\rangle$$

である。ここで、ケット・ブラクトルは、第2章で述べた基底ブラクトル $|J, NR\rangle$ である。これに依ると、25%の芯励起成分が含まれており、それは1フォノン状態によるものである。このような基底状態の配位混合を実験的に検証するには、 $^{60}\text{Ni}$ 核を標的とした一陽子ピック・アップ反応のS因子を見ればよく、  
注)  $3/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $7/2^-$  状態のエネルギーを用いた。

この点については § 2.4 で述べる。

<sup>58</sup>F e : この核は、陽子と空孔 ( $\pi f_{7/2}^{-2}$ ) と振動との結合に依って描写される。第2章で示しているように、この場合の模型パラメーターとしては上述の <sup>59</sup>Co の時のパラメーターの他に、( $\pi f_{7/2}^{-2}$ ) の空孔間の残留相互作用が加わることになる。すなわち

$$\langle \pi f_{7/2}^{-2} | V_{pp} | \pi f_{7/2}^{-2} \rangle_{J=0,2,4,6}$$

である。Paar<sup>15)</sup> は、<sup>56</sup>F e 核を同じ模型を用いて描写しているが、彼はこの2体の相互作用は対相互作用と四重極・四重極相互作用 ( $Q \cdot Q$  interaction) から成るとし、その中の  $Q \cdot Q$  相互作用の部分は、第2章 (2.7) (2.9) 式で示した  $H_{int}$  の中にくりこむことができ、従って、結合定数等の大きさを適当に変化させることによって、この  $Q \cdot Q$  相互作用を効果的に取り入れることができるとした。このことから、彼は対相互作用のみを考えた。しか

し、ここでは残留相互作用の中に  $Q \cdot Q$  成分も入れ、<sup>59</sup> C。核の描写で最適であった結合定数  $\kappa$  をそのまま <sup>58</sup> Fe 核にも適用するという方法をとった。用いた陽子-陽子相互作用は、 $N = 28$ ,  $Z = 26$  である <sup>54</sup> Fe 核の  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  の準位エネルギーから決めた。表 5.4 にその値を示す。

図 5.4 に、計算された準位構造の  $\kappa$  に対する依存性を示す。(図中の、それぞれの準位につけられた数字はスピンの値であり、全  $Z$ , パリティは偶パリティである。以下、整数スピン状態の場合には、全  $Z$ , この記法に従うとする。)

この図で特徴的なことは、 $\kappa$  が 1 励起  $2^+$  状態が  $\kappa$  の増加と共に下がって、 $\kappa$  が増えることである。更に興味あることは、エネルギー比  $E_{4^+}/E_{2^+}$  である。図 5.5 に、この比の  $\kappa$  に対する依存性を示す。図に示されているように、 $\kappa$  の増加と共に回転スペクトルでの値  $10/3$  に近づいていく様子が現われており、これは、遷移領域原子核のこの比の振舞に似

ている。これらのことは、所謂、準回転バンドを予言する上でこの模型が有効であること示していると言える。

図 5.6 は、<sup>59</sup>Co の核に対して用いた値 (2.5) での <sup>58</sup>Fe 核の準位構造の計算結果と実験を比較したものである。低励起状態を見ると、 $2^+$ 状態については再現されているが、 $4^+$ 状態は実験に較べ下がりすぎており、また、 $3^+$ 状態は逆に上がりすぎている。これらの問題については、§ 3 で議論する。

比較のために、図 5.7 には、残留相互作用として対相互作用を仮定した場合の、準位構造の依存性を示す。対相互作用は

$$-G(j+\frac{1}{2})$$

としたときの  $G$  として、 $G=0.6$  を用いた。図 5.4 と比較すると分かるように、§ 3 の領域では、対相互作用の場合と先に示した相互作用の場合は、 $E \times \leq 3 MeV$  で本質的に同じ準位構造を持っている。

## § 2.2 電磁的性質

$E2$  換算遷移確率  $B(E2)$ , 電氣的4重極能率  $Q$ ,  $M1$  換算遷移確率  $B(M1)$ , 磁氣能率  $\mu$  の値を計算するには, 第2章に示したように, 粒子の有効電荷  $e_p$ , 振動子の有効電荷  $e_{vib}$ , それから, 粒子の軌道, スピンと振動子に対する  $g$  因子,  $g_L$ ,  $g_S$ ,  $g_R$  の値が必要である。

先ず, 振動子の有効電荷  $e_{vib}$  とし  $z$  は  $e_{vib} = 2.6$  を用いた。第2章(2.39)式により  $e_{vib}$  は

$$e_{vib} = ze \left( \frac{\hbar \omega}{2C} \right)^{\frac{1}{2}}$$

と与えられており, これは, 芯にある  $^{60}\text{Ni}$  核の  $1\pi$  フォノン,  $2_1^+$  状態の  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  と

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^2 R_0^4 e_{vib}^2 \quad (5.2)$$

なる関係がある。 $^{60}\text{Ni}$  の  $2_1^+$  状態の  $B(E2)_{\text{exp.}} = 188 (e^2 \cdot \text{fm}^4)^{60)}$  を用いて  $e_{vib}$  を算出すると  $e_{vib} = 2.6$  となる。但し,  $R_0 = 1.2 A^{1/3}$  とし

た。上記の値は、こうして得られたものである。 $e_p$  とし、自由陽子の値  $e_p = 1.0$  を採用した。

次に  $g$  因子であるが、 $g_L = 1.0$ ,  $g_R = 0.4$  とし、 $g_s$  については、 $g_s^{\text{bare}} = 5.59$  (これは自由陽子の値である。) と  $g_s = 0.7 g_s^{\text{bare}} = 3.91$  の2つの場合について計算した。

59 C. : 表 5.5 に、 $B(E2)$  についての実験<sup>1,2)</sup> と理論との比較を示す。表中の I 欄は、先に示した  $e_{\text{vib}} = 2.6$  を用いた時の計算値であるが、この値を用いると実験値に較べ全体的に大きくなっている。実験値に合わせるには、表中の II 欄に示すように、 $e_{\text{vib}} = 2.0$  を用いる必要があった。表 5.6 には、基底状態  $7/2^-$  の電気能率  $Q$ , 磁気能率  $\mu$  についての比較を示す。磁気能率に関しては、 $g_s = 3.91$  の場合が実験と良く合っている。電気能率については、むしろ  $e_{\text{vib}} = 2.6$  の方がよい。



$^{58}\text{Fe}$  : 表 5.7 に,  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  についてこの理論と実験の比較結果を示す。表 5.6 には,  $2^+$  状態の  $Q$  と  $\mu$  についてこの比較を示す。この場合も  $^{59}\text{Co}$  核の場合と同様, 実験値との一致を得るには,  $e_{\text{vib}} = 2.0$ ,  $g_s = 3.91$  を用いる必要があることが分かる。なお,  $B(E2)$  の比較においては, 理論の  $4_3^+$ ,  $8_2^+$  からの遷移を, 実験の  $4_2^+$ ,  $8_1^+$  からの遷移に対応させた。従って, 後述する  $S$  因子の比較においても, 理論の  $4_3^+$  を実験の  $4_2^+$  に対応させた。

以上の結果から,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核の電磁的性質は, 有効電荷  $e_{\text{vib}} = 2.0$ ,  $g_s = 3.91$  を用いるならば, この模型によって全体的に良く再現できることが分った。大きな違いは,  $^{58}\text{Fe}$  核の  $2^+$  状態の電気能率  $Q$  の符号が実験値と逆になっていることである。しかし, この実験値は正式に公表されていない。Bolotin 等<sup>13)</sup> は,  $^{58}\text{Fe}$  核の殻模型計算がこの  $Q_{2^+}$  以外は非常に良く実験値を再現している

にもかかわらず、 $Q_{2+}$ の符号だけが逆になっ  
てゐることから、 $Q_{2+}$ の実験値の符号が正しく  
ないことを示唆してゐる。また、McGroryと  
Raman<sup>14)</sup>も同様の観点からこの符号に疑問を  
投げかけ、この $Q$ 値の再測定の一必要性を指摘  
してゐる。

### § 2.3 $^{58}\text{Fe}$ 核のバンド構造

$^{58}\text{Fe}$  核のバンド構造は、既に述べているように、Cavallaro 等<sup>3)</sup> によって実験的に明らかにされている。また、最近、Nathan 等<sup>63)</sup> も重イオン反応を用いて、 $^{58}\text{Fe}$  核のイラスト崩壊図式を明らかにしている。ここでは、このバンド構造が、粒子-振動結合模型によってどの程度説明できるかを見る。

図 5.8 に、バンド構造についての理論と実験の比較を示す。図に示されているように、準位エネルギーについては実験とのくい違いが認められるが、バンド構造の特徴<sup>3)</sup>、すなわち、

(1) 基底状態バンド ( $K=0$ ) は  $I(I+1)$  則に従っている。

(2) 準  $\gamma$  バンド ( $K=2$ ) は、略ぼ等間隔の準位差をもっている。

は再現されている。なお、理論のバンド構造の組み立ては、バンド内、バンド間の  $E2$  遷移強度を調べることにより行なった。

Sakai <sup>4)</sup> は、準 $\beta$ バンド、準 $\gamma$ バンドのバンド・ヘッドは、振動領域での2フォノンの $0^+$ 、 $2^+$ 状態に対応するものであり、この $0^+$ 、 $2^+$ 状態は遷移領域(transitional region)を経由して変形領域の $\beta$ バンド、 $\gamma$ バンドのバンド・ヘッドに途々に変化していくことを現象論的に明らかにしている。我々は、この現象が粒子-振動結合模型において再現されることを前節で示した準位エネルギーの $\lambda$ 依存性の中に見ることができたが、波動関数の中にも見ることができる。表5・8に、基底状態バンドの $0^+$ 、 $2^+$ 、 $4^+$ 状態、準 $\gamma$ バンドの $2^+$ 状態、準 $\beta$ バンドの $0^+$ 状態の波動関数を示す。<sup>注)</sup>表から明らかのように、 $0^+$ 、 $2^+$ 、 $4^+$ 状態の波動関数の主成分は、それぞれ、 $|(f_{7/2}^{-2})0,00\rangle$ 、 $|(f_{7/2}^{-2})0,12\rangle$ 、 $|(f_{7/2}^{-2})0,24\rangle$  であり、 $2_2^+$ 、 $0_2^+$ 状態のそれは、それぞれ、 $|(f_{7/2}^{-2})0,22\rangle$ 、 $|(f_{7/2}^{-2})0,20\rangle$  となっている。このことは、これらの状態が、0フォノン、 $0^+$ 状態、1フォノン、 $2^+$ 状態、2フォノン、 $0^+$ 、 $2^+$ 、 $4^+$ 状態

<sup>注)</sup>  $\lambda=2.5$ で得られたものである。

に起因することを示すものである。なお、準  
 $\beta$  バンドは実験的には観測されていり  
Sakai と Rester<sup>64)</sup> は、図 1.2, 1.3 に示した  
2.257 MeV,  $0^+$  状態がこのバンドのヘッド  
であるとしてゐる。したがって、理論から  
予言された  $0_2^+$  状態 (図 5.6 を見よ) を、この  
状態に対応するものとした。

## § 2.4 スパウトロスコピック因子

ここでは、実験から得られた  $^{59}\text{Co}(\text{d},^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の  $S$  因子が、粒子-振動結合模型ほどの程度説明されるかを見る。その前に、先に述べたように、 $^{60}\text{Ni}$  核を標的とした一陽子ピック・アップ反応についでこの理論と実験の比較を行なう。

Blair と Armstrong <sup>65)</sup> は  $^{60}\text{Ni}(t,\alpha)^{59}\text{Co}$  反応を行ない、この反応の  $S$  因子を求めた。今注目するのは、 $^{59}\text{Co}$  核の  $7/2^-$  状態であり、これは  $^{60}\text{Ni}$  核の  $1f_{7/2}$  殻軌道の陽子ピック・アップによって形成される。従って、粒子-振動模型においては、 $7/2^-$  状態の  $S$  因子は 第 2 章 (2.24), (2.25) 式の定義により

$$S(f_{7/2}) = 8 \cdot C(7/2, 00)^2 \quad (5.3)$$

で与えられる。ここで、 $C(7/2, 00)$  は波動関数の中の基底ベクトル  $|7/2, 00\rangle$  の振巾である。表 5.9 に理論と実験の比較を示す。表の A 欄が、今ここで比較すべきものである。なお、

実験で得られている  $C^2S$  は、理論の  $S(f_{7/2})$  に対応する。<sup>注)</sup> これは、後に示す  $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})$  反応についても同様である。基底状態の  $S$  因子についても見ると実験が小さくなっているが、実験の  $S$  因子の和をとると  $9.23$  であり、殻模型から予想される総和則  $\sum C^2S = 8$  より大きい。そこで、相対量をとれば  $0.72$  となり、理論の相対量  $5.91 / 8 = 0.72$  はこの値と一致する。この事は、 $^{59}\text{Co}$  の基底状態に  $\sim 25\%$  の励起成分が入っているとする §2.1 で示した計算結果の妥当性を裏付けている。

次に、 $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の  $S$  因子についての比較を行なう。比較の対象とする状態は、表 5.2 に示した状態である。これらの状態の中で、 $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  状態は基底状態バンド、 $2^+_2$ ,  $4^+_2$ ,  $6^+_2$  状態は準  $\gamma$  バンドの成員である。表 5.10 に比較の表を示す。§2.2 で述べたように、計算の  $4^+_3$  と実験の  $4^+_2$  とを対応させてある。表に示されているように理論と実験の一致が非常に良いことが分か

注) 陽子ピックアップ反応では励起される状態のアイソスピンとして許されるのは  $T = T_0 + \frac{1}{2}$  ( $T_0$  は標的核のアイソスピン) だけであり、今関与する核子が陽子だけであるとするならば  $(C^2) = 1$  であるとしてよい。

(cf. M.H. Macfarlane and J.B. French; Rev. Mod. Phys. 32(1960)

る。この表には、各スピン状態の部分総和則についてこの比較も示してあるが、これについても両者の一致は良い。§ 1.1 で指摘した、 $0^+$ 状態が部分総和則の全てを満たしていること、 $2_2^+$ 状態が $2_1^+$ 状態に較べS因子が小さくなっていることも理論によって説明されている。後者の点については、表 5.8 に示されているように、 $2_1^+$ 状態の波動関数の主成分が $1(f_{7/2}^{-2})2,00>$ と $1(f_{7/2}^{-2})2,00>$ であり、一方、 $2_2^+$ 状態については、これらの成分が小さく $1(f_{7/2}^{-2})0,22>$ の成分が主になっており、従って、芯の部分を考えて、 $2_1^+$ 状態は $59\text{C.}$ の基底状態との重なりが大きい、 $2_2^+$ 状態のそれは小さいということの説明ができる。

次に、奇スピン状態について見る。

表 2.3 に示したように、 $59\text{C.}$ 基底状態に芯励起成分が混合してくると奇スピン状態のS因子が大きくなる。我々はこのことを図 5.9 に見ることが出来る。この図は、それぞれの状態のS因子が、結合定数と共になどのよ



うに変化するかを示した図である。図中の  $S$  は部分総和則，番号 1, 2, 3 はそれぞれ  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$  励起状態であることを表わす。  $\omega$  が大きくなると， $^{59}\text{Co}$  の基底状態の芯励起成分の振巾は大きくなるので，奇スピオン状態の  $S$  因子は急増する。しかしながら， $1_1^+$ ,  $3_1^+$ ,  $5_1^+$  状態の  $S$  因子は  $\omega = 2.5$  では，いずれも小さく， $(d, ^3\text{He})$  反応において， $2.782 \text{ MeV}$ ， $1_1^+$  状態<sup>45)</sup>， $2.134 \text{ MeV}$ ， $3_1^+$  状態<sup>45)</sup>， $3.449$ ， $(5^+)$  状態<sup>3)</sup> が観測されなかったという実験結果と矛盾しない。

最後に，遷移強度 ( $S$  因子) の分布について見る。図 5.10 に理論と実験の比較を示す。大まかな分布構造について，理論は実験を良く再現している。このことは，§ 1.4 で指摘した芯励起の効果は模型によって説明できたことを示している。

以上のように， $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の  $S$  因子は，粒子-振動結合模型によって良く説明できた。

## § 2.5 殻模型計算との比較

$Fe$  同位核の殻模型計算は、第1章で述べたように、これまで精力的に行なわれてきたが、実験を良く説明できることが明らかにされている。<sup>11-14)</sup> ここでは、Hino等<sup>10)</sup>が行なった $^{59}Co$ ,  $^{58}Fe$ 核の殻模型計算と実験との比較を示す。

彼らは、模型空間として  $(\pi f_{7/2})^{-n_n} (\nu p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2})^{n_p}$  を仮定し、ハミルトニアンは

$$H = H_{pp} + H_{nn} + V_{pn} \quad (5.4)$$

とした。陽子系のハミルトニアン  $H_{pp}$  のパラメーターは  $N = 28$  同中性子核の実験値に基づいて決め、 $H_{nn}$  の中の中性子-中性子相互作用は Cohen 等<sup>66)</sup> の値を用い、 $V_{pn}$  の陽子-中性子相互作用は Horie と Ogawa<sup>67)</sup> の有効相互作用を用いた。

図 5.11, 5.12 に、それぞれ  $^{59}Co$ ,  $^{58}Fe$  核の準位構造についての実験との比較結果を、表 5.11 には  $^{58}Fe$  核の  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  につ

112 の比較結果を示す。そして、表 5.10 には  $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の  $S$  因子について 112 の比較を示す。これらの比較結果が示しているように、殻模型は実験を非常に良く再現している。とりわけ、 $^{58}\text{Fe}$  核の準位エネルギーは粒子-振動結合模型に較べ優れている。一方、他の諸量、 $B(E2)$ 、 $B(M1)$ 、 $S$  因子については、粒子-振動結合模型でも比較的良く説明されている。特に、 $S$  因子については、表 5.10 に示されているように、両模型は同程度に実験値を説明している。

以上の計算結果、比較結果から、次のような問題提起がなされる。

(1) 粒子-振動結合模型では、 $N$  核を純粋な振動核であると仮定したが、この仮定は正しいか？

(2) 殻模型と粒子-振動結合模型は、どのような相関関係があるか？

(1) の点に関しては、 $N$  核の非調和効果が、

$Co$ ,  $Fe$  核にどのような影響を与えるかという問題である。Stewart 等<sup>8)</sup>は、 $Co$  同位体核を粒子-振動結合模型で描写する場合、 $N$  核の振動の非調和効果が重要であることを指摘し、この効果と、準粒子と振動との結合を考慮した計算によって、 $Co$  同位体核の核構造を説明するのに成功している。(2)の点に関しては、Ogawa<sup>68)</sup>が、両模型の対応関係について考察している。

次節以下では、これらの点について、研究対象核を  $Co$ ,  $Fe$ ,  $Mn$  同位体核に拡張して議論する。

### § 3 非調和効果

#### § 3.1 粒子 - 振動結合模型における非調和効果

振動領域核に対する非調和効果を現象論的に取り扱う方法は Brink 等<sup>69)</sup>によって論じられ、また、Bohr と Mottelson によっても同じ処法に従った議論がなされている。<sup>70)</sup> その詳細はここでは省略するが、この効果として現われる諸特徴は、2 フォノン状態までに関しても、以下の通りである。

- (1) 2 フォノン 3 重項 ( $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ) の縮退が解ける。
- (2) 1 フォノン,  $2^+$ , 2 フォノン,  $2^+$ ,  $4^+$  状態が 4 重極能率  $Q$  を持つ。
- (3) 2 フォノン,  $2^+$  から 0 フォノン,  $0^+$  状態への  $E2$  遷移が起こる。
- (4) 同一フォノン間の  $E2$  遷移が起こる。

これらは全て、調和近似の下では禁止されることである。3 フォノン状態まで考えれば、

3 フォノン状態から 0 フォノン状態への遷移も起こることになる。

このような非調和効果を粒子-振動結合模型に取り入れることは, Stewart等<sup>8)</sup>, Castel等<sup>33, 71)</sup>によって論じられている。それに依ると, 第2章で示した  $H_{int}$  の行列要素 (2.15) (2.18) (2.21) 式の中の

$$(-1)^{R'} \langle N'R' || b || NR \rangle + (-1)^R \langle NR || b || N'R' \rangle \quad (5.5)$$

を

$$(-1)^{R'} \langle N'R' || Q || NR \rangle \quad (5.6)$$

とし, この行列要素には次のような値を代入する。すなわち, 非対角要素に対し  $z$  は

$$\langle N'R' || Q || NR \rangle \propto \sqrt{2R+1} \sqrt{B(E2: NR \rightarrow N'R')}, \quad (5.7)$$

また 対角要素に対し  $z$  は

$$\langle NR || Q || NR \rangle \propto \frac{5}{4} \left( \frac{7}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} Q_{NR} \quad (5.8)$$

なる値を用いる。ここで,  $Q_{NR}$  はフォノン状態  $|NR\rangle$  の 4 重極能率である。そして, これらの行列要素は,  $\langle 00 || Q || 12 \rangle$  の値が調和近似の場合の値  $\sqrt{5}$  になるように規格化する。この

ようにすることにより、(5.2)は調和近似の下では  $|N - N'| = 1$  以外に零であったのが、それ以外の場合でも値を持ち得ることになる。

B(E2), Q の計算においても、これに対応させ、第2章の(2.42), (2.43)式中の

$$(-1)^{R'} \langle NR || b || N'R' \rangle + (-1)^R \langle N'R' || b || NR \rangle$$

を

$$(-1)^{R'} \langle NR || Q || N'R' \rangle$$

とし、この行列要素には上述の値を代入する。

また、それぞれのフォノン状態のエネルギーも、縮退が解かれた状態の値を用いる。すなわち、フォノン・エネルギーを

$$E_{NR} = \hbar\omega \left[ (N + n_{NR}) + \frac{5}{2} \right] \quad (5.9)$$

とし、この中の  $n_{NR}$  とし2零以外の値を用いるということである。

以上が、粒子-振動結合模型における非調和効果の取り入れ方である。以下、この効果を取り入れた場合の計算結果を示す。

### § 3.2 非調和効果を考慮した場合の $^{59}\text{Co}$ , $^{58}\text{Fe}$ 核

この節では,  $^{60}\text{Ni}$  核の非調和効果を考慮して行なった,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核に対する粒子-振動結合模型の計算結果を示す。

まず,  $^{60}\text{Ni}$  核の準位構造を見る。図 5.13 に,  $^{60}\text{Ni}$  のエネルギー・スペクトルを示す。左側のスペクトルが実験である。2<sup>+</sup>状態が1フォノン状態と見なされる状態である。2.3 MeV 付近の 0<sup>+</sup>, 2<sup>+</sup>, 4<sup>+</sup>状態は2フォノン3重項と見なせる状態であるが, 1フォノン状態の2倍の位置にはなく, しかも縮退が解けている。また, 3<sup>+</sup>状態が 2.626 MeV という低いエネルギーのところに現われている。このように,  $^{60}\text{Ni}$  核の準位構造は, この核の非調和効果の存在を暗示していると言える。残念ながら, B(E2), Q についても実験データが充分ではなかったのを, 以下に述べるように, この効果を殻模型計算に基づいて取り入れることにした。



図 5.13 の右側のスペクトルが Shimano 等<sup>72)</sup>によつて計算された殻模型計算の結果である。彼等は、 $B(E2)$ 、 $Q$  についで計算されている。そこで、その計算結果に基づいて、 $E2$  演算子で比較的強く結びついている状態を選出し、それらをフォノン状態と規定した。(図 5.13 に示す。)そして、これらの状態のエネルギー、 $B(E2)$ 、 $Q$  の計算値を用いて前節の (5.7)、(5.8) 式に従つて  $^{60}\text{Ni}$  核の振動の非調和効果を取り入れた。以下に、この効果を考慮して行なった、 $^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$  核の計算の結果を示す。なお、用いた  $B(E2)$ 、 $Q$  の値は、表 5.12 に示してある。

$^{59}\text{Co}$  : 図 5.14 に準位構造のちに対する依存性を示す。図 5.2 の調和振動の場合に較べ、2 フォノン状態のエネルギーが低くなつてくるので、この状態と  $(\pi f_{\pi/2}^{-1})$  の結合に起因する状態が低いエネルギー領域に下がつてきてくる。実験値を最も良く再現する結合定

数でのスペクトルが図5.15である。このときの $\omega$ は3.0である。図5.3の調和振動の場合に較べ、 $7/2^-$ 状態の位置が再現されてきている。これを殻模型計算の結果<sup>10)</sup>と比較した図が図5.16である。この図では、各スピン状態について2励起状態までのみを示されている。両者の類似性が認められる。

陽子ポック・アッポ反応のS因子の計算結果を表5.9のB欄に示す。 $7/2_2^-$ ,  $7/2_3^-$ 状態のS因子が良く説明されている。(この場合も1.741, 2.057 MeV状態のS因子の相対量を取ると、それぞれ0.11, 0.09となり、計算により求められた1.883, 2.080 MeVの0.09 (0.74/8)は、この実験値と一致している。) 表5.13に、 $B(E2)$ についての実験及び殻模型計算<sup>10)</sup>との比較を示す。ここでは $e_p = 1.0$ ,  $e_{vib} = 2.6$ を用いたが、この有効電荷を用いても、全体的に実験値を再現できている点が注目される。また、殻模型<sup>10)</sup>より良い結果が得られた。 $7/2_1^-$ 基底状態の能

率の計算値は,  $Q = +34.7$  ( $e \cdot fm^2$ ),  $\mu = 4.763$  (n.m.) となり, この値も表 5.6 に示してある実験値と良く一致している。(これらも  $g_s = 3.91$ ,  $e_{vib} = 2.6$  で計算した。)

<sup>58</sup>Fe: 図 5.17 に, 準位構造の依存性を示す。調和振動の場合(図 5.4)に較べ,  $3_1^+$ 状態が下がってき,  $2_2^+$ と  $4_1^+$ 状態の位置が逆転し, 実験と合致している。2体の相互作用は, 調和振動の時と同様に表 5.4 の値を用いた。<sup>59</sup>Co に対して採用した  $\omega = 3.0$  の準位構造が図 5.18 である。殻模型計算<sup>10)</sup>(図 5.12)に較べるとまだ劣っているが,  $3_1^+$ 状態までのスピンの順序が再現されている点に改善が見られる。図 5.19 には, 殻模型との比較を示す。この図でも, 各スピン状態について  $\omega$  2 励起状態までだけを示している。<sup>59</sup>Co の場合と同様, 殻模型との類似性が認められる。

表 5.14 には,  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  についての比

較結果を示す。B (E2) の比較においては、理論の  $8_2^+$  状態を実験の  $8_1^+$  状態に対応させている。ここでも、 $e_{\text{vib}} = 2.6$  ;  $q_s = 3.91$  を用いたが、表に示されているように実験値との一致は良い。また、殻模型計算の値とも類似している。  $2_1^+$  状態の電気能率、磁気能率はそれぞれ、 $Q = -3 (e \cdot \text{fm}^2)$  ,  $\mu = 1.633 (n.m.)$  であった。

次に、 $^{59}\text{Co} (d, ^3\text{He}) ^{58}\text{Fe}$  反応の S 因子の計算結果を示す。表 5.15 に、実験及び殻模型計算との比較を示す。この表に示されているように、実験との一致が非常に良いこと、また、殻模型とも良く似ていることが分かる。

以上のように、 $^{60}\text{Ni}$  核の振動に非調和効果を取り入れることによって、 $^{59}\text{Co}$  ,  $^{58}\text{Fe}$  核の諸性質を説明するのに成功したことは、同じ描像で取り扱うことが出来る  $^{57}\text{Co}$  ,  $^{56}\text{Fe}$  核においても、芯核の振動の非調和効果が

どのような影響を与えるかについて興味を  
喚起する。次節では、これらの原子核におけ  
る非調和効果について見る。

### § 3.3 粒子 - 振動結合模型における $^{57}\text{Co}$ , $^{56}\text{Fe}$ 核と非調和効果

$^{57}\text{Co}$  ,  $^{56}\text{Fe}$  核は,  $^{58}\text{Ni}$  核にそれぞれ陽子 1 空孔, 陽子 2 空孔がついた原子核と見ることもできる。従って, これらの核に対しては,  $^{58}\text{Ni}$  核の振動との結合を考える。

図 5.20 に,  $^{58}\text{Ni}$  核の準位構造を示す。左側が実験である。 $2_1^+$  状態が 1 フォノン,  $2^+$  状態と見られる状態である。 $2$  フォノン状態が現われると予想される近傍には,  $2$  フォノン状態と見られる  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  状態があるが, 振動模型では説明できない  $1^+$  状態も現われている。また,  $2_1^+$  状態の電気能率は  $Q_{2_1^+} = -14 \pm 8 \text{ (e} \cdot \text{fm}^2)$  と報告されている。<sup>73)</sup> このように,  $^{58}\text{Ni}$  核に対しても非調和効果が無視できないことが予想される。

図 5.20 の右側のスペクトルが,  $^{60}\text{Ni}$  核同様, Shimano 等<sup>72)</sup> に依る殻模型計算である。計算は実験を十分に説明できていないが,  $^{60}\text{Ni}$  核の場合と同様にフォノン状態と見なせる状

態を選択した。(図5.20参照) そして、これらの状態間の  $B(E2)$ ,  $Q$  の計算結果(表5.12)を用いて、 $^{58}\text{Ni}$  核の非調和効果を取り入れることにした。なお、3フォノンの  $6^+$  状態と見なせる状態は殻模型計算では低励起領域に現われていないので、この状態については調和近似での  $6^+$  状態をあてはめた。(図5.20の点線を示された準位がそれである。)

$^{57}\text{Co}$  : 先ず、調和振動との結合を考えた場合の準位構造を見る。この場合の模型パラメーターとしては、 $^{58}\text{Ni}$  の  $2_1^+$  状態のエネルギー、 $1.454\text{ MeV}$  とした。図5.21に準位構造の  $\omega$  依存性を示す。これは、 $^{59}\text{Co}$  の場合の図5.2と本質的に同じパターンを示している。準位エネルギーの実験値を良く再現するように  $\omega$  を定め得られたスペクトルが図5.22の左側の図である。このときの  $\omega$  は  $3.0$  である。一方、上述の非調和効果を考慮して得られた  $\omega$  依存性が図5.23であり、

図 5.22 の真中がきの最適値 3.0 のスペクトルである。 $1/2^-$ ,  $3/2^-$  状態を除けば, 調和振動の場合より実験との一致が若干良くなっている。

表 5.16 には,  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  についてこの調和振動と非調和振動の場合の計算結果を実験値<sup>74)</sup>と比較してある。この計算においては, 有効電荷  $e_{vib}$  を,  $^{58}\text{Ni}$  の  $2_1^+$  状態の  $B(E2)^{exp.} = 145 (e^2 \cdot \text{fm}^4)$ <sup>75)</sup> から  $e_{vib} = 2.3$  とした。また,  $q_s = 3.91$  とし, その他のパラメータは  $^{59}\text{Co}$  の場合と同じである。この表が示しているように,  $B(E2)$  については, 非調和効果を考慮した場合の方が実験値との一致が良くなっている。なお, この比較では理論の  $3/2_1^-$  状態を実験の  $3/2_2^-$  状態に対応させた。

図 5.24, 表 5.17 には, 2フォノン状態までを取り入れた計算結果を示してあるが, 3フォノン状態までを取り入れた計算と略同じ結果になっ, ている。また, これらの図, 表には, 殻模型計算の結果<sup>10)</sup>も比較のために示



してある。準位エネルギーについて見ると、  
ここでも殻模型との類似性が示摘できる。

$^{56}\text{Fe}$  : 図 5.25 に調和振動の場合の  
 $^{56}\text{Fe}$  核の準位構造のエネルギー依存性を示す。2 体相  
互作用は  $^{58}\text{Fe}$  と同様、表 5.4 の値を用いた。  
この図を見て分かるように、 $2_2^+$ ,  $4_1^+$  状態の  
位置が実験に較べ非常に低くなっている。

$^{57}\text{Co}$  核で採用した  $\omega = 3.0$  のスペクトル  
を図 5.26 の左側に示す。これは、Paar<sup>15)</sup> の  
計算結果と略同じである。 $^{58}\text{Fe}$  の場合に較  
べても、実験との一致の程度は良くなり。

一方、非調和効果を考慮した場合の準位構造  
のエネルギー依存性が図 5.27 であり、 $\omega = 3.0$  の  
スペクトルが図 5.26 の真中である。 $2_2^+$  状  
態の位置が再現されている点に改善が見られ  
る。しかし、 $\sim 3\text{ MeV}$  以上では、必ずしも  
満足できる結果にはなっていない。

表 5.18 には、 $B(E2)$ ,  $B(M1)$  についての  
計算値と実験値<sup>6)</sup>との比較を示す。工欄が調

和振動の場合であり、 $\Pi$ 欄が非調和効果を考慮した場合の値である。計算に用いた有効電荷、 $q$ 因子は57C。の場合と同じである。

また、この比較においては、理論の $6_1^+$ を実験の $6_2^+$ に、理論の $6_2^+$ を実験の $6_1^+$ に対応させてある。表に示されているように、実験との一致は余り良くな $\pi$ 。そこで、これまで3フォノン状態までを取り入れてきたが、2フォノンまでに限った計算を試みた。その結果を表5.19に示す。計算に用いたパラメーターは3フォノンの場合と同じである。実験と非常に良く一致した結果が得られた。

この表には殻模型計算の結果<sup>10)</sup>も示してあるが、この結果とも類似していることが $^{58}\text{Fe}$ の場合と同様指摘できる。準位エネルギーを見ても、図5.28の左側に示してあるように、実験値を非常に良く再現している。(この図には、各スピ $\pi$ 状態について2励起状態までのみを示してある。)また、殻模型とも類似している。

以上示してきたように、 $^{57}\text{Co}$ 、 $^{56}\text{Fe}$ 核は、非調和効果を考慮した2フォノン状態まぶを取り入れた計算で良く説明できることが分った。なお、ここには結果を示さないうが、調和振動で2フォノンまぶを取り入れた計算は、3フォノンの場合と同様、実験を良く説明できなかつた。

$^{57}\text{Co}$ 核において、2フォノンまぶを取り入れた計算と3フォノンまぶの計算で違いが生いながつたのは、考察した状態が、本質的に2フォノン状態まぶで充分である低励起領域の状態であつたからである。一方、 $^{56}\text{Fe}$ の場合、3フォノン状態まぶを取り入れると、却つて実験と合ひないう結果になつたが、その原因の一つとして、非調和効果の取り入れ方に問題があつたということが考えられる。この点については次節でふれる。

§ 3.4 非調和効果についてこの若干の考察  
我々は以上で、<sup>57,59</sup>Co, <sup>56,58</sup>Feの核構造を粒子-振動結合模型で説明する場合、芯となる<sup>58,60</sup>Ni核の振動の非調和効果が重要な役割を果たすことを見つけた。そこで、ここでは、この非調和効果の中で重要な点をいくつか指摘しておく。

まず、<sup>60</sup>Ni核について見る。図5.13に示したように、3フォノン状態の成員と見なした $3_1^+$ 状態は、2フォノン状態に接近して現れれており、表5.12に示してあるようにこの状態から、2フォノン状態と見なした $2_2^+$ 、 $4_1^+$ 状態へのB(E2)はそれぞれ216、216 ( $e^2 \cdot \text{fm}^4$ )と大きい。また、3フォノン状態の成員と見なした $2_2^+$ 、 $4_2^+$ 状態についても同様のことが指摘できる。従って、これらの状態は、2フォノン状態の $2^+$ と $4^+$ に対応する準バンドの $2_2^+$ と基底状態バンドの $4_1^+$ 状態、及び、3フォノン状態の $3^+$ に対応する準バンドの $3_1^+$ 状態の準位エネルギーに

影響を与えるはずである。図 5.29 には、  
 $^{58}\text{Fe}$  核について、2フォノン状態までを取り  
 入れた場合と3フォノン状態までを取り入  
 れた場合の計算結果を比較してある。両者と  
 も  $\omega = 3.0$  での結果であるが、図に示されて  
 いるように、 $2_2^+$ ,  $4_1^+$ ,  $3_1^+$  状態の準位エネ  
 ルギーは、3フォノンまでを考慮した場合の  
 方が実験値と合致しており、上記の3フォ  
 ノン状態が、 $^{58}\text{Fe}$  核をより良く描写する上  
 で重要な役割を果たしていったと言える。

$^{58}\text{Ni}$  核について特徴あることは、 $2_1^+$  状  
 態の電気能率  $Q$  が比較的大きく、殻模型計算<sup>72)</sup>  
 で  $Q = -23 (e \cdot \text{fm}^2)$  と与えられたことであ  
 る。(表 5.12 を参照) 実験値は既に示し  
 たように  $Q_{\text{exp}} = -14 \pm 8 (e \cdot \text{fm}^2)$  と報告さ  
 れている。<sup>73)</sup> この能率は、 $^{57}\text{Co}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  核  
 にあって、 $^{58}\text{Ni}$  の1フォノン、 $2^+$  状態との  
 結合に起因する状態の準位エネルギーに影響  
 を与えるはずである。そこで、これらの核の

準位構造が  $Q_{2+}$  の値によつてどのように変わるかを調べた。図 5.30 が  $^{57}\text{Co}$ ，図 5.31 が  $^{56}\text{Fe}$  についでこの計算結果である。計算は両者とも 2 フォノン状態までを取り入れた結果である。また，図中の各スペクトルの下に示した数字が  $e \cdot \text{fm}^2$  単位の  $Q$  の値である。

$^{57}\text{Co}$  核についで言えることは，1 フォノン， $2^+$  状態と  $(\pi f_{7/2}^{-1})$  空孔の結合に起因する， $3/2^-$ ， $9/2^-$ ， $11/2^-$  が強い  $Q$  依存性を示しており，図 5.24 に示された  $11/2^-$  と  $9/2^-$  のエネルギー差は，この  $Q$  の効果に依ることである。

調和振動の場合には，図 5.22 に示したように，このエネルギー差は小さい。実際， $Q=0$  の近傍ではどのようなことになる。  $^{56}\text{Fe}$  核の場合には， $2_1^+$ ， $2_2^+$  状態のエネルギーに強い影響を与えている。図に示されているように， $Q$  が負に大きければこの 2 状態のエネルギー差が大きくなっており，このことは，実験を説明する上で有効であったと言える。

さて最後に，非調和効果のとり入れ方につ

1) この問題点を何点か指摘しておく。

第一には、殻模型計算による非調和効果のとり入れ方が妥当なものであるかという点である。これは、 $N$  同位体の  $B(E2)$ ,  $Q$  の測定が充分行なわれれば検証できるが、今のところ、実験データに不足している。また、実験データが揃えば、それに基づいた非調和効果を取り入れることができる。第二点は、ここでは (5.7) 式のように、殻模型計算から得られた換算行列要素  $\langle I_f || M(E2) || I_i \rangle$  を  $B(E2)$  の形にしてから入れたことである。従って、 $\langle N'R' || Q || NR \rangle$  の位相はすべて同じにした。 $B(E2)$  の形にせず、 $\langle I_f || M(E2) || I_i \rangle$  の形で入れたらどうなるか興味ある。そして、第三には、粒子-振動結合モデルではとり入れられない自由度がどのような影響を与えるかという点である。たとえば  $1^+$  状態などはこのような状態である。

56 Fe 核で、3 フォノン状態までを考慮すると、却って実験と合わない結果になったのは、

上述べた第二の問題点に原因すると考えられる。この点については今後の研究課題である。



## § 4 粒子 - 振動結合模型と殻模型

我々は前節までにおいて粒子 - 振動結合模型と殻模型との間の類似性を見つけた。この節では、この類似性の原因について述べる。

### § 4.1 粒子 - 振動結合模型と殻模型の類似性の原因

Ogawa<sup>68)</sup>は、二重閉殻核の近傍の原子核で、その活性軌道が陽子と中性子で異なる原子核、すなわち、陽子 - 中性子核 (proton-neutron nucleus) において、その核の集団運動的諸様相は、陽子 - 中性子相互作用と強い相関関係があることを指摘し、 $f_7p$  殻核の  $p$ - $n$  相互作用を分析した。そして、この相互作用が monopole force と 4 重極力 (quadrupole force) によって近似できることを明らかにした。

更に、この性質に基づいて殻模型空間の切断 (truncation) を行ない、正確な殻模型 (exact shell model, 略して ESM) 計算と、この模型空間を切断した殻模型 (truncated shell model

、略して T S M ) 計算の結果とが類似して 11  
ることを見い出し、同時に、粒子 - 振動結合  
模型 (以下略して P V C M ) との類似性も指  
摘した。以下に、これらの点について述べる。

先ず、 $1f_{7/2}$  陽子と  $2p_{3/2}$ 、 $2p_{1/2}$ 、 $1f_{5/2}$   
中性子との間の陽子 - 中性子有効相互作用  
 $V_{pn}^{(67)}$  が、次のような単極力と四重極力で表  
わせると仮定した。

$$V_{pn} = k_0 + k_2 (Y_p^{(2)} \cdot Y_n^{(2)}) r_p^2 r_n^2 \quad (5.10)$$

ここで、 $k_0$ 、 $k_2$  は単極力、4重極力の強  
さを表わすパラメーターである。この仮定の  
下で、実際の有効相互作用  $V_{pn}^{(67)}$  を再現する  
ように  $k_0$ 、 $k_2$  の値を定めた。その結果を図 5.  
32 に示す。点線が元の相互作用であり、実  
線が (5.10) 式で表わした相互作用である。図  
に示されているように両者は良く一致してあ  
り、 $V_{pn}$  が単極力と4重極力で表現できるこ  
とが示された。この陽子 - 中性子相互作用が  
殻模型ハミルトニアンを表わすと

$$H = H_p + H_n + V_{pn}$$

$$= H_p + H_n + k_0 + k_2(Q_p \cdot Q_n) \quad (5.11)$$

となる。ここで、 $H_p$ ,  $H_n$  はそれぞれ陽子系, 中性子系のハミルトニアンである。 $V_{pn}$  の中の単極力  $k_0$  (この値は, 各中性子軌道に対し異なった値をもつ) は,  $H_p$ ,  $H_n$  の中の単一粒子エネルギーを変化させる効果をもつだけであるので, 結局 (5.11) 式は,

$$H = H'_p + H'_n + k_2(Q_p \cdot Q_n) \quad (5.12)$$

となる。 $H'_p$ ,  $H'_n$  は,  $k_0$  の部分をくりこんだ単一粒子エネルギーをもつ陽子系, 中性子系のハミルトニアンということになる。こうすると, (5.12) 式の右3項の行列要素は,

$$\langle \alpha J_p, \beta J_n | k_2(Q_p \cdot Q_n) | \alpha' J'_p, \beta' J'_n \rangle_J$$

$$= k_2 (-1)^{J_p + J'_n - J} W(J_p J_n J'_p J'_n; J 2)$$

$$\times \langle \alpha J_p || Q_p || \alpha' J'_p \rangle \langle \beta J_n || Q_n || \beta' J'_n \rangle \quad (5.13)$$

となる。ここで,  $\alpha J_p$ ,  $\alpha' J'_p$  と  $\beta J_n$ ,  $\beta' J'_n$  はそれぞれ陽子系, 中性子系の波動関数であり

,  $H_p$ ,  $H_n$  の固有関数である。また,  $J$  は全系のスピンのあり,  $W$  は Racah 係数である。

(5.13) 式から分かることは,  $Q_p$ ,  $Q_n$  の行列要素が強い状態が陽子 - 中性子相互作用によって強く結合するということである。このことは, また, 4 重極演算子  $Q_p$ ,  $Q_n$  で強く結合してゐる状態が全系を描写する上で重要となるということを意味し, 従つて, このような状態を選択することによって殻模型空間を切断することか試みられた訳である。

(5.12) 式の  $k_2(Q_p \cdot Q_n)$  は, 正に粒子 - 振動結合模型におけるハミルトニアンの中の粒子振動結合項  $H_{int}$  に対応するもので, 上の (5.13) 式は, 第 2 章 (2.15), (2.18), (2.21) 式と同等である。

更に, フォノン状態こそ, 4 重極演算子によって強く結びついてゐる状態であり, 従つて, TSM こそ, 粒子振動結合模型と本質的に同じ結果を与えるものと理解される。次節においては, Ogawa<sup>68)</sup> の TSM の計算結果とこゝでの PVM の比較を示す。

## § 4.2 P V C M と T S M

Ogawa<sup>68)</sup>は, T S Mにより $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ の準位構造を計算し; それとE S Mとの比較を行ない, 両者が類似していることを見い出し211る。ここでは, P V C Mで取り扱える $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ 核について, T S MとP V C Mとの比較結果を示す。Ogawaは, T S Mの計算を行なう上で, 中性子系の波動関数として,  $0_1^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$ 状態を選んだ。これは, "非調和効果を考慮した" P V C Mで2フォノン状態までを取り入れた前節の計算と対応している。図5.33に,  $^{56}\text{Fe}$ 核についてのP V C M, T S M, E S Mの比較を示す。3者は非常に良く似ている。P V C MはT S Mに較べ, 2フォノン状態の $0_2^+$ ,  $2_2^+$ 状態を余計に取り入れ211るので, E S Mにより似た結果になつて211ると言える。

次に,  $^{55}\text{Mn}$ 核についての結果を見る。この核は, P V C Mでは $^{58}\text{Ni}$ 核に $(\pi f_{7/2}^{-3})_3$ 空孔がついた原子核として描写される。この

核に対し 2 も,  $^{56}\text{Fe}$  核同様に, 非調和効果を考慮し, 2 フォノン状態まぶをとり入れた計算を行なった。また, 第 2 章 (2.20) 式に示されている 2 粒子系のエネルギー  $E_J$  としては, 表 5.4 の値を用いた。その他のパラメータは  $^{56}\text{Fe}$  の場合と同じものを用いた。図 5.34 に P V C M と T S M の比較を示す。これについても, 両者の類似性が指摘できる。また実験との一致も良い。Ogawa<sup>68)</sup> は, Paar<sup>27)</sup> による P V C M との比較を行ない, P V C M が実験と合わない原因として,  $2_1^+$  の対角要素すなわち  $\langle 12 || Q || 12 \rangle$  が P V C M では零になっていることを示した。ここでの P V C M では, 非調和効果として 1 フォノン,  $2^+$  状態の Q 能率を考慮したので図 5.34 に示されているように, T S M とともに実験とも合っている。ここぞ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  の場合に行なったと同じように,  $^{55}\text{Mn}$  核についても,  $^{58}\text{Ni}$  の 1 フォノン,  $2^+$  状態の Q に対する依存性を見る。図 5.35 が計算結果である。

$3/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$  状態の準位エネルギーが強い  $Q$  依存性を示している。ちなみに, Paar<sup>29)</sup>の結果では, スピンの順番が下から  $3/2^-$ ,  $11/2^-$ ,  $9/2^-$  となっている。すなわち, 図の  $Q = 0.0$  の順番である。

以上の結果から言えることは, 前節において, <sup>57</sup>Co, <sup>56</sup>Fe 核に対しては, 2フォノン状態までで充分実験を説明できることを見たが, こゝでの TSM との比較により, その裏づけが得られたこと, また, <sup>58</sup>Ni における非調和効果の重要性が再び指摘されたことである。そして, Ogawa<sup>68)</sup>が指摘した PVM と殻模型の類似性が, 以上の計算結果によって明確になったことである。

なお, <sup>58</sup>Fe 核については, TSM の計算結果がなりので, こゝでは比較できないが, <sup>60</sup>Ni 核の場合には, <sup>58</sup>Ni 核のように  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  だけで殻模型空間を切断したので <sup>58</sup>Fe 核の描写はうまくいかならないうことは予想できる。すなわち, <sup>60</sup>Ni 核の場合

には、前節で指摘したように  $2_2^+$ ,  $4_2^+$ ,  $3_1^+$  も  
また  $0_1^+$ ,  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  と 4 重極演算子と強く結合  
しており、TSM の計算ではこれらの状態も  
含む必要があるということがある。



## 第 6 章 まとめ

先ず、この研究で得られた結果のまとめと結論を示す。

$^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の実験を行なうことにより、 $^{58}\text{Fe}$  核の、励起エネルギーが  $\sim 6\text{ MeV}$  までの 24 の状態に対する、この反応の移行角運動量を同定し、また DWBA 解析を行なうことにより、これらの状態のスパートロスコピック因子を導出した。得られたスパートロスコピック因子の和を総和則と比較した結果、 $f_{7/2}$  殻については総和則の 90% を満たしてゐた。また、 $2p$  殻からの陽子ポック・アップに対応するスパートロスコピック因子の総和は 0.28 と小さく、 $^{59}\text{Co}$  核の基状態の陽子側の配位は、 $(\pi f_{7/2}^{-1})$  が主であることを示された。

$^{59}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Fe}$  核は、振動核  $^{60}\text{Ni}$  にそれぞれ陽子 1 空孔、陽子 2 空孔がついた原子核であるとする観点から、これらの原子核に対

し粒子-振動結合模型を適用した。 $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}$  核の準位エネルギー, 電磁的諸性質及び  $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応のスペクトロスコピック因子について, 実験結果とこの模型による計算結果とを比較した。

その結果, 準位エネルギーを除いて, この模型は全体的に実験値を説明できた。特に, スペクトロスコピック因子については, 理論と実験の一致が良かった。

準位エネルギーを含めて, 実験値をより良く再現するには, 尤も考えた  $^{60}\text{Ni}$  核の振動に対して非調和効果を与える必要があるという結論を得た。この非調和効果は,  $^{58}\text{Ni}$  核に, それぞれ陽子1空孔, 2空孔, 3空孔がついたと考える  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  核をこの模型で描写する上でも重要であることが示された。特に,  $^{58}\text{Ni}$  核の1フォノン,  $2^+$  状態がもつ電気4重極能率  $Q$  の効果が, これらの核の準位エネルギーを説明する上で重要な役割を担っていることが明らかにされた。

また、C の同位体、Fe 同位体核及び  $^{55}\text{Mn}$  核において認められた、粒子-振動結合模型と殻模型の計算結果の類似性は、殻模型における陽子-中性子相互作用と、粒子-振動結合模型における粒子-振動結合ハミルトニアン  $H_{\text{int}}$  が同等な役割を担うことに原因することとを、Ogawa<sup>68)</sup> の考察結果に基づいて示した。

以上がこの研究のまとめと結論である。次に、この研究に関連した今後の研究課題について若干述べる。

この研究では、Ni 同位体核に1空孔、2空孔かついた原子核を中心に議論してきた。この延長として、3空孔かついたと考える Mn 同位体核について、より詳細な検討を加えていく必要がある。その為には、これらの核の電磁的諸量の実験データを揃えることが望まれる。と同時に、Fe 同位体核を標的とした陽子ピック・アップ反応のスペクトロスコピック因子を求めることも必要であろう。こうした実験データを基にして、非調和効果

の考察を含めた粒子-振動模型の妥当性の検討を行なつていく必要がある。また、この研究では、 $^{58,60}\text{Ni}$  核の非調和効果が重要であることを見てきたわけであるが、この効果が  $Z=50$  近傍核などのように働くかを見るのも興味あることである。例えば、 $^{114}\text{Cd}$  は、Alaga<sup>76)</sup>により調和振動との結合で描写されている。しかし、この場合の芯核である  $^{116}\text{Sn}$  は、そのエネルギー・スペクトルを見ても分かるように、この核を純粋な振動核であるとするのは無理がある。最後に、 $^{56}\text{Fe}$ 、 $^{55}\text{Mn}$  核に対して、Ogawa<sup>68)</sup>が行なった T S M の計算を、 $^{58}\text{Fe}$ 、 $^{59}\text{Co}$  核に対しても行ない、ここから出された粒子-振動模型の計算結果と比較することは興味深い。ここからは行なわなかったが、得られた波動関数について、両者の比較をやることも興味ある。

## 謝辞

本論文を終えるに当り、この研究の全般にわたる御指導をしていただきました石松敏之教授に感謝致します。

実験に際しては、東北工大、末広輝男氏、東大核研、田中雅彦氏には多大なる御援助を戴きました。ここに、心から感謝致します。また、労を厭わず実験の協力をして下さりました浅野林一氏に対し感謝の意を表します。

殻模型計算結果を心よく提供して下さいました、日野雅之、島野孝史両氏をはじめとする東京工大、堀江研の皆様に対し、心から感謝致します。

東京工大、大沼甫氏、東大核研、小川建吾氏には有益な助言を戴きました。ここに、感謝致します。

林部昭吾助教授以下、研究室の皆様には、心温まるはげましと、有益なる助言と、惜しみない御協力を戴きました。心から感謝致します。

## 付録

付録 A 粒子・振動結合項  $H_{\text{int}}$  の行列要素

A - 1 . . 1 粒子 + フォノン

ここでは, (2.15) 式の導出過程を示す。

第 2 章 (2.9) 式

$$H_{\text{int}} = - \left( \frac{\pi}{5} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2} \hbar \omega \sum_{\mu} (b^{\mu} + (-)^{\mu} b_{-\mu}^{\dagger}) Y_{2\mu}(\hat{r})$$

(A.1)

における  $\sum_{\mu} b^{\mu} Y_{2\mu}(\hat{r})$  の部分を考えると

$$\begin{aligned} & \langle j', N'R'; IM | \sum_{\mu} b^{\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}) | j, NR; IM \rangle \\ &= (-1)^{R'+I+j} \left\{ \begin{matrix} j' & R' & I \\ R & j & 2 \end{matrix} \right\} \langle j' || Y_2 || j \rangle \langle N'R' || b || NR \rangle \end{aligned}$$

(A.2)

となる。ここで, 公式 77)

$$\begin{aligned} & \langle j_1 j_2 JM | (\vec{T}_1^{(k)} \cdot \vec{T}_2^{(k)}) | j_1' j_2' JM \rangle \\ &= (-1)^{j_2+J+j_1'} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & J \\ j_2' & j_1' & k \end{matrix} \right\} \langle j_1 || T_1^{(k)} || j_1' \rangle \langle j_2 || T_2^{(k)} || j_2' \rangle \end{aligned}$$

(A.3)

を用いた。<sup>注)</sup> 一方,注)  $\vec{T}_1^{(k)}, \vec{T}_2^{(k)}$  は  $k$  階のテンソル演算子である。

$$\begin{aligned}
 \langle j' \| Y_2 \| j \rangle &= \langle \frac{1}{2} l' j' \| Y_2 \| \frac{1}{2} l j \rangle \\
 &= (-1)^{j'-\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{2} [1 + (-1)^{l'+l}]
 \end{aligned}
 \tag{A.3}$$

であるから、<sup>注1)</sup> (A.3) を (A.2) に代入すると

$$\begin{aligned}
 \langle j', N'R'; IM | \sum_{\mu} b_{\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}) | j, NR; IM \rangle \\
 = (-1)^{I+j+j'} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} \begin{Bmatrix} j' & R' & I \\ R & j & 2 \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \\
 \times (-1)^{R'} \langle N'R' \| b \| NR \rangle \delta_{\text{even}}^{l+l'}
 \end{aligned}
 \tag{A.4}$$

が得られる。(A.1)式の第2項の行列要素は、  
 $\sum_{\mu} (-1)^{\mu} b_{-\mu}^{\dagger} Y_{2\mu}(\hat{r})$  が  $\sum_{\mu} b_{\mu} Y_{2\mu}(\hat{r})$  のエルミート共  
 役演算子になり、211の2.6に容易に求まり、<sup>注2)</sup>  
 無次元定数を用いると、結局(2.15)式

$$\begin{aligned}
 \langle j', N'R'; IM | H_{\text{int}} | j, NR; IM \rangle \\
 = -\frac{1}{2} \hbar \omega (-1)^{I+j+j'} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)} \begin{Bmatrix} j & R & I \\ R' & j' & 2 \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \\
 \times [(-1)^R \langle NR \| b \| N'R' \rangle + (-1)^{R'} \langle N'R' \| b \| NR \rangle] \delta_{\text{even}}^{l+l'}
 \end{aligned}
 \tag{A.5}$$

が得られる。

注1) ここでは、スピン  $\frac{1}{2}$  が軌道角運動量  $l$  と結合し、全スピン  $j$  を形成するとした。

注2) (A.4)式の  $j', N'R'$  と  $j, NR$  とを入れ換えればよい。

A - 2 2 粒子 + フォノン

この場合も A - 1 と同様にしなくてはなるが、異なるのは (A.2) 式の  $\langle j' \| Y_2 \| j \rangle$  の部分である。

この場合は

$$\langle (j^2) J' \| \sum_{i=1}^2 Y_2(i) \| (j^2) J \rangle$$

にしなければならぬ。公式 <sup>m)</sup>

$$\langle j^n \alpha J \| \vec{F}^{(k)} \| j^n \alpha' J' \rangle$$

$$= n \sum_{\alpha_1 J_1} [j^n \alpha J \| j^{n-1} (\alpha_1 J_1) J J] [j^{n-1} (\alpha_1 J_1) J J \| j^n \alpha J]$$

$$\times (-1)^{J_1+J+J+k} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \left\{ \begin{matrix} j & J & J_1 \\ J' & J & k \end{matrix} \right\} \langle j \| \vec{F}^{(k)} \| j \rangle$$

$$\left( \vec{F}^{(k)} = \sum_i \vec{f}^{(k)}(i) \right) \quad (A.6)$$

を用いると、

$$\langle (j^2) J' \| \sum_{i=1}^2 Y_2(i) \| (j^2) J \rangle$$

$$= 2 (-1)^{J'+2J+2} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \left\{ \begin{matrix} j & J' & j \\ J & j & 2 \end{matrix} \right\} \langle j \| Y_2 \| j \rangle$$

$$= 2 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} (-1)^{J'+J+\frac{1}{2}} (2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ J & J' & j \end{matrix} \right\} \left( \begin{matrix} j & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{matrix} \right)$$

(A.7)

となる。従って、この (A.7) 式を用いると



$$\begin{aligned}
& \langle (j^2) J', N'R'; IM | \sum_{\mu} b_{\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}_0) | (j^2) J, NR; IM \rangle \\
&= (-1)^{R'+I+J} \left\{ \begin{matrix} J' R' I \\ R J 2 \end{matrix} \right\} \langle (j^2) J' || \sum Y_2 || (j^2) J \rangle \langle N'R' || b || NR \rangle \\
&= (-1)^{I+J+\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{5}{16}} (2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \left\{ \begin{matrix} J' R' I \\ R J 2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j j 2 \\ J J' J \end{matrix} \right\} \\
&\quad \times \left( \begin{matrix} j & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{matrix} \right) \times (-1)^{R'} \langle N'R' || b || NR \rangle \quad (A.8)
\end{aligned}$$

が得られる。注)  $H_{int}$  の第 2 項も同様に計算でき、まとめると、

$$\begin{aligned}
& \langle (j^2) J', N'R'; IM | H_{int} | (j^2) J, NR; IM \rangle \\
&= -\frac{1}{2} \kappa W (2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} (-1)^{I+J+\frac{1}{2}} \\
&\quad \times \left\{ \begin{matrix} I J' R' \\ 2 R J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j j 2 \\ J J' J \end{matrix} \right\} \left( \begin{matrix} j & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{matrix} \right) \\
&\quad \times [(-1)^{R'} \langle N'R' || b || NR \rangle + (-1)^R \langle NR || b || N'R' \rangle] \quad (A.9)
\end{aligned}$$

となり、(2.18)式が導かれる。

### A - 3. 3 粒子 + フォノン

この場合も A - 2 と同様、A - 1 と異なるのは、

$$\langle (j^3) J' || \sum_{i=1}^3 Y_2(i) || (j^3) J \rangle$$

注) 今、単一軌道の同種粒子の場合を考えているので、 $J, J' = \text{even}$  であり、従って、位相  $(-1)^{J+J'}$  を 1 とした。

の部分であり、これも (A・7) 式を用いれば容易に求まる。したがって、この場合の  $H_{int}$  の行列要素 (2.21) の導出は  $A=2$  の場合と全く同様にしなくてはなる。ここでは省略する。

付録 B. スパクトロスコピック因子の導出  
 第 2 章 (2.22), (2.23) 式の波動関数を用い  
 て, (2.25) 式の重なり積分  $I(P)$  を求める過程  
 を示す。(2.22) 式の始状態の波動関数を次の  
 ように変形する。

$$\begin{aligned}
 |I_i M_i\rangle &= \sum_{NR} C((j+1)j, NR) |(j+1)j, NR; I_i M_i\rangle \\
 &= \sum_{\nu J, NR} C((j+1)j, NR) [(j+2)\nu J, jj] |j+1j\rangle \\
 &\quad \times |[(j+2)\nu J, j] j, NR; I_i M_i\rangle
 \end{aligned}
 \tag{B.1}$$

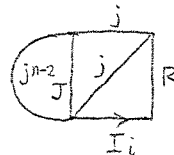
角運動量の結合の様子を分かり易くするため  
 に

$$|[(j+2)\nu J, j] j, NR; I_i M_i\rangle \equiv J \begin{array}{|c|} \hline j \\ \hline j \quad R \\ \hline I_i \end{array} \tag{B.2}$$

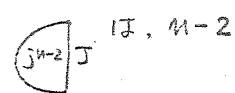
と定義すると注) (B.1) 式は

$$|I_i M_i\rangle = \sum_{\nu J, NR} C((j+1)j, NR) [(j+2)\nu J, jj] |j+1j\rangle \times J \begin{array}{|c|} \hline j \\ \hline j \quad R \\ \hline I_i \end{array}$$

注) より正確に書くならば



となる。ここで



は,  $n-2$

粒子系の反対称化された波動関数を意味する。(  $n = 2j+1$  )

$$= \sum_{\nu J, NR} C((j+1)j, NR) [(j-2)\nu J, jj] [(j-1)j]$$

$$\times (-1)^{j-j-J} \begin{array}{c} j \\ \diagup \quad \diagdown \\ j \quad R \\ \diagdown \quad \diagup \\ I_i \end{array} \quad (B.4)$$

となる。<sup>注)</sup> ここで、角運動量の結合を変換すると、

$$|I_i M_i\rangle = \sum_{\nu J, NR} (-1)^J C((j+1)j, NR) [(j-2)\nu J, jj] [(j-1)j]$$

$$\times \sum_{I'} U(j J I_i R; j I') \begin{array}{c} j \\ \diagup \quad \diagdown \\ j \quad R \\ \diagdown \quad \diagup \\ I_i \end{array} \quad (B.5)$$

となる。この変換には、公式

$$\begin{array}{c} j_b \\ \diagup \quad \diagdown \\ j_a \quad J_{ab} \\ \diagdown \quad \diagup \\ j_c \end{array} = \sum_{J_{bc}} U(j_a j_b J j_c; J_{ab} J_{bc}) \begin{array}{c} j_b \\ \diagup \quad \diagdown \\ j_a \quad J_{bc} \\ \diagdown \quad \diagup \\ j_c \end{array} \quad (B.6)$$

を用いた。更に、(B.5)式を変換すると、

$$|I_i M_i\rangle = \sum_{\nu J, NR} (-1)^J C((j+1)j, NR) [(j-2)\nu J, jj] [(j-1)j]$$

$$\times \sum_{I'} (-1)^{I_i - I' - j} U(j J I_i R; j I') \begin{array}{c} R \\ \diagup \quad \diagdown \\ I' \quad j \\ \diagdown \quad \diagup \\ I_i \end{array} \quad (B.7)$$

となる。

$$U(j_a j_b l_b l_a; j_c l_c) = (-1)^{j_a + j_b + l_a + l_b}$$

$$\times \sqrt{(2j_c+1)(2l_c+1)} \begin{Bmatrix} j_a & j_b & j_c \\ l_a & l_b & l_c \end{Bmatrix} \quad (B.8)$$

注)  $\begin{array}{c} j_1 \quad j_2 \\ \diagup \quad \diagdown \\ j \end{array} = (-1)^{J-j_1-j_2} \begin{array}{c} j_2 \quad j_1 \\ \diagup \quad \diagdown \\ j \end{array}$  を用いた。

を用い 2, 1 係数を 6j - symbol に変換し、  
更に、cfp につゝ 112 は粒子と空孔の変換公  
式 (78)

$$\begin{aligned} & [j^{-(p+q)} v_J, j^p v_2 J_2] \{ j^{-q} v_1 J_1 \} \\ &= (-1)^{p(p+q)+J+J_2-J_1} \left[ \frac{(p+q)!(2j+1-p-q)!}{q!(2j+1-q)!} \frac{2J+1}{2J_1+1} \right]^{\frac{1}{2}} \\ &\times [j^q v_1 J_1, j^p v_2 J_2] \{ j^{p+q} v_J \} \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

から、

$$\begin{aligned} & [j^{-2} v_J, j] \{ j^{-1} j \} \\ &= (-1)^{2+J} \left[ \frac{2!(2j-1)!}{(2j)!} \frac{2J+1}{2j+1} \right]^{\frac{1}{2}} [j^1 j, j j] j^2 v_J \\ &= (-1)^J \sqrt{\frac{2J+1}{j(2j+1)}} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

が得られるので、これらの式を用いると、  
(B.7) 式は

$$\begin{aligned} |I_i M_i\rangle &= \sum_{v_J, N_R} (-1)^{R+J+2I_i} C((j-1)j, NR) \sqrt{\frac{2J+1}{j}} \\ &\times \sum_{I'} (-1)^{I'} \sqrt{2I'+1} \left\{ \begin{matrix} j & j & j \\ R & I_i & I' \end{matrix} \right\} \cdot \begin{array}{c} \text{Diagram: A square with vertices labeled } R \text{ (top), } j \text{ (right), } I_i \text{ (bottom), and } I' \text{ (left). A diagonal line connects } R \text{ and } I_i. \end{array} \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

となる。従つて、(B.11) 式で与えられた始状態の波動関数と、(2.23) 式の終状態の波動関

数

$$\begin{aligned}
 |\alpha, I_f M_f\rangle &= \sum_{J\nu, NR} d^\alpha((j^{-2})J\nu, NR) |(j^{-2})J\nu, NR; I_f M_f\rangle \\
 &\equiv \sum_{J\nu, NR} d^\alpha((j^{-2})J\nu, NR) \begin{array}{c} J \quad R \\ \triangle \\ I_f \end{array} \quad (B.12)
 \end{aligned}$$

から, (2.25)式の重なり積分を求めると,

$$\begin{aligned}
 I(j) &= \sum_{\nu J, NR} (-1)^{R+J+2I_i-I_f} C((j^{-1})j, NR) d^\alpha((j^{-2})J\nu, NR) \\
 &\quad \times \sqrt{\frac{(2J+1)(2I_f+1)}{j}} \begin{Bmatrix} j & j & j \\ R & I_i & I_f \end{Bmatrix} \quad (B.13)
 \end{aligned}$$

が得られる。こうして, (2.26)式が導出された。

次に, (2.28)式で与えられた部分総和則を導出する。(2.27)式における量子数 $\alpha$ に依存しない量として

$$\begin{aligned}
 X(J\nu, NR) &\equiv (-1)^{R+J} C((j, NR) \sqrt{2J+1} \begin{Bmatrix} j & j & j \\ R & j & I_f \end{Bmatrix} \\
 &\quad (B.14)
 \end{aligned}$$

を定義すると, (2.27)式の $\alpha$ についての和は,

$$\begin{aligned}
 \sum_{\alpha} \delta(j \rightarrow \alpha I_f) &= 2(2I_f+1) \\
 &\quad \times \sum_{\alpha} \left[ \sum_{J\nu, NR} d^\alpha(J\nu, NR) X(J\nu, NR) \right]^2 \quad (B.15)
 \end{aligned}$$

と書かれる。ここで、終状態の直交規格化条件

$$\sum_{J\nu, NR} d^{\alpha}(J\nu, NR) d^{\alpha'}(J\nu, NR) = \delta_{\alpha\alpha'} \quad (B.16)$$

を考慮すると、(B.15)式で残る項は

$$\sum_{\alpha} S(j \rightarrow \alpha I_f) = 2(2I_f + 1) \sum_{\alpha} \sum_{J\nu, NR} [d^{\alpha}(J\nu, NR) X(J\nu, NR)]^2 \quad (B.17)$$

となり、

$$\sum_{\alpha} [d^{\alpha}(J\nu, NR)]^2 = 1 \quad (B.18)$$

であるから、結局、

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} S(j \rightarrow \alpha I_f) &= 2(2I_f + 1) \sum_{J\nu, NR} [X(J\nu, NR)]^2 \\ &= 2(2I_f + 1) \sum_{J\nu, NR} C^2(j, NR) (2J + 1) \left\{ \begin{matrix} j & J & j \\ R & j & I_f \end{matrix} \right\}^2 \quad (B.19) \end{aligned}$$

が得られる。

## 付録 C 電磁遷移演算子の行列要素

## C - 1. 磁気遷移

第 2 章 (2.35), (2.36) 式の導出を行なう。

先ず, 1 粒子 + 芯の場合を考える。

M 1 演算子 (2.30) 式の軌道角運動量の部分  
は

$$\begin{aligned} & \langle j', N' R'; I' \| \vec{L} \| j, N R; I \rangle \\ &= (-1)^{j'+R'+I+1} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \langle j' \| \vec{L} \| j \rangle \begin{Bmatrix} j' & I' & R' \\ I & j & 1 \end{Bmatrix} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \end{aligned} \quad (C-1)$$

となる。この式の導出には公式 77)

$$\begin{aligned} & \langle \alpha_1 j_1 \alpha_2 j_2 J \| T_1^{(k)} \| \alpha'_1 j'_1 \alpha'_2 j'_2 J' \rangle \\ &= (-1)^{j_1+j_2+J'+k} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \langle \alpha_1 j_1 \| T_1^{(k)} \| \alpha'_1 j'_1 \rangle \\ & \times \begin{Bmatrix} j_1 & J & j_2 \\ J' & j'_1 & k \end{Bmatrix} \delta_{\alpha_2 \alpha'_2} \delta_{j_2 j'_2} \end{aligned} \quad (C-2)$$

を用いた。また, 公式 77)

$$\begin{aligned} & \langle \alpha_1 j_1 \alpha_2 j_2 J \| T_2^{(k)} \| \alpha'_1 j'_1 \alpha'_2 j'_2 J' \rangle \\ &= (-1)^{j_1+j'_2+J+k} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \langle \alpha_2 j_2 \| T_2^{(k)} \| \alpha'_2 j'_2 \rangle \end{aligned}$$



$$\times \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 \\ j' & j'_2 & k \end{Bmatrix} \delta_{\alpha, \alpha'} \delta_{j, j'} \quad (C.3)$$

より,

$$\begin{aligned} \langle j' \| \vec{L} \| j \rangle &= \langle \frac{1}{2} L j' \| \vec{L} \| \frac{1}{2} L j \rangle \\ &= (-1)^{\frac{1}{2} + L + j' + 1} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \begin{Bmatrix} L & j' & \frac{1}{2} \\ j & L & 1 \end{Bmatrix} \langle L \| \vec{L} \| L \rangle \end{aligned} \quad (C.4)$$

$$\langle L \| \vec{L} \| L \rangle = \sqrt{L(L+1)(2L+1)} \quad (C.5)$$

が得られ, (C.4) 式を (C.1) 式に代入すると

$$\begin{aligned} &\langle j', N'R'; I' \| \vec{L} \| j, NR; I \rangle \\ &= (-1)^{R'+I+j'+L} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} (-1)^{j'+\frac{1}{2}} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \\ &\times \begin{Bmatrix} j' & I' & R' \\ I & j & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L & j' & \frac{1}{2} \\ j & L & 1 \end{Bmatrix} \sqrt{L(L+1)(2L+1)} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \end{aligned} \quad (C.6)$$

となる。次に, スピン \$\vec{S}\$ の部分を考える。

これについて (C.2) 式を用いると,

$$\begin{aligned} &\langle j', N'R'; I' \| \vec{S} \| j, NR; I \rangle \\ &= (-1)^{j'+R'+I+1} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \langle j' \| \vec{S} \| j \rangle \\ &\times \begin{Bmatrix} j' & I' & R' \\ I & j & 1 \end{Bmatrix} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \end{aligned} \quad (C.7)$$

となる。また、(C.2) 式より

$$\begin{aligned} \langle j' \| \vec{S} \| j \rangle &= \langle \frac{1}{2} l j' \| \vec{S} \| \frac{1}{2} l j \rangle \\ &= (-1)^{\frac{1}{2} + l + j + 1} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \langle \frac{1}{2} \| \vec{S} \| \frac{1}{2} \rangle \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & j' & l \\ j & \frac{1}{2} & 1 \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (C.8)$$

となる。ここで、

$$\langle \frac{1}{2} \| \vec{S} \| \frac{1}{2} \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)(2 \cdot \frac{1}{2}+1)} = \sqrt{\frac{3}{2}} \quad (C.9)$$

である。(C.8) 式を (C.7) 式に代入すると

$$\begin{aligned} &\langle j', N'R'; I' \| \vec{S} \| j, NR; I \rangle \\ &= (-1)^{R'+I+j'+l} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} (-1)^{j+\frac{1}{2}} \\ &\quad \times \begin{Bmatrix} j' & I' & R' \\ I & j & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j & j' & l \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{3}{2}} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \end{aligned} \quad (C.10)$$

が得られる。フォノンの角運動量  $\vec{R}$  の部分は (C.3) 式より、

$$\begin{aligned} &\langle j', N'R'; I' \| \vec{R} \| j, NR; I \rangle \\ &= (-1)^{j'+R+I'+1} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \langle N'R' \| \vec{R} \| NR \rangle \\ &\quad \times \begin{Bmatrix} R' & I' & j' \\ I & R & 1 \end{Bmatrix} \delta_{j'j} \end{aligned} \quad (C.11)$$

となる。ここで、

$$\langle N'R' \| \vec{R} \| NR \rangle = \sqrt{R(R+1)(2R+1)} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \quad (C.12)$$

である。(C.6), (C.10), (C.11) をまとめ整理すると, (2.35) 式が得られる。

次に, 2粒子+芯の場合を考える。

この場合の軌道角運動量の部分は, (C.1) 式において,  $j \rightarrow J$ ,  $j' \rightarrow J'$  とし,  $\langle j' \| \vec{\ell} \| j \rangle$  を  $\langle J' \| \sum \vec{\ell} \| J \rangle$  に置き換えればよい。(A.6) 式より,

$$\begin{aligned} & \langle (j^2)J' \| \sum_i \vec{\ell}(i) \| (j^2)J \rangle \\ &= 2 \cdot (-1)^{2j+J'+1} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \langle j \| \vec{\ell} \| j \rangle \begin{Bmatrix} j & J' & j \\ J & j & 1 \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

となり, (C.4) (C.5) を用いると,

$$\begin{aligned} &= 2 \cdot (-1)^{l+j+\frac{1}{2}+1} (2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \\ & \quad \times \begin{Bmatrix} l & j & \frac{1}{2} \\ j & l & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & J' & j \\ J & j & 1 \end{Bmatrix} \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \quad (C.13) \end{aligned}$$

となる。注) スピン  $\sum_{i=1}^2 \vec{S}(i)$  の部分も同様であり,

$$\langle (j^2)J' \| \sum \vec{S}(i) \| (j^2)J \rangle$$

注)  $2j+1, J' = \text{even}$  であるので  $(-1)^{2j+1+J'} = 1$ 。

$$= 2 \cdot (-1)^{l+j+\frac{1}{2}+1} (2j+1) \sqrt{(2J'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j & j & l \end{Bmatrix} \\ \times \begin{Bmatrix} j & j' & j \\ j & j & 1 \end{Bmatrix} \cdot \sqrt{\frac{3}{2}} \quad (C.14)$$

となる。フォノンの角運動量  $\vec{R}$  について、  
(C.11)式において、 $j \rightarrow J$ ,  $j' \rightarrow J'$  にするだけ  
でよい。従って、 $J, J' = \text{even}$  であることを  
考慮してまとめると、

$$\langle J', N'R'; I' \| \sum \vec{L} \| J, NR; I \rangle \\ = (-1)^{R+I+l+j+\frac{1}{2}} 2 \cdot (2j+1) \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \\ \times \begin{Bmatrix} J' & J & 1 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & 1 \\ J' & J & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & l & 1 \\ j & j & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \quad (C.15)$$

$$\langle J', N'R'; I' \| \sum \vec{S} \| J, NR; I \rangle \\ = (-1)^{R+I+l+j+\frac{1}{2}} 2 (2j+1) \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \\ \times \begin{Bmatrix} J' & J & 1 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & 1 \\ J' & J & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j & j & l \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{3}{2}} \delta_{N'N} \delta_{R'R} \quad (C.16)$$

$$\langle j', N'R'; I' \| \vec{R} \| j, NR; I \rangle$$

$$= (-1)^{R+I'+1} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \begin{Bmatrix} R & R & 1 \\ I & I' & J \end{Bmatrix}$$

$$\times \sqrt{R(R+1)(2R+1)} \delta_{JJ'} \quad (C.17)$$

(C.15) (C.16) (C.17) 式を用いると (2.36) 式は容易に求まる。

## C - 2 電気遷移

ここからは、第2章 (2.42) (2.43) 式の導出を行なう。

まず、1粒子 + 芯の場合について見る。E2演算子 (2.38) 式の第1項の粒子の部分、(C.2) (A.3) 式を順次用いると

$$\langle j', N'R'; I' \| r^2 Y_2 \| j, NR; I \rangle$$

$$= \langle l' j' | r^2 | l j \rangle \langle j', N'R'; I' \| Y_2 \| j, NR; I \rangle$$

$$= (-1)^{j'+R'+I+2} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \langle j' \| Y_2 \| j \rangle$$

$$\times \begin{Bmatrix} j' & I' & R' \\ I & j & 2 \end{Bmatrix} \langle l' j' | r^2 | l j \rangle \delta_{N'N} \delta_{R'R}$$

$$= (-1)^{j'+R'+I+j'-\frac{1}{2}} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)}$$

$$\times \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j' & j & 2 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \langle l' j' 1 r 2 | l j \rangle \delta_{NN'} \delta_{R'R}$$

(C.18)

が得られる。一方, (2.38) 式の第二項のフォ  
ノの部分について, (C.3) 式より

$$\langle j', N'R'; I' || b^+ || j, NR; I \rangle$$

$$= (-1)^{j'+R'+I'+2} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \langle N'R' || b^+ || NR \rangle$$

$$\times \begin{Bmatrix} R' & I' & j' \\ I & R & 2 \end{Bmatrix} \delta_{l'l} \delta_{j'j}$$

$$= (-1)^{j'+I'} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \begin{Bmatrix} R & R' & 2 \\ I' & I & j \end{Bmatrix}$$

$$\times (-1)^{R'} \langle NR || b || N'R' \rangle \delta_{l'l} \delta_{j'j} \quad (C.19)$$

なお, こゝで,

$$\langle N'R' || b^+ || NR \rangle = (-1)^{R'-R} \langle NR || b || N'R' \rangle$$

(C.20)

を用いた。また,

$$\langle j', N'R'; I' || b || j, NR; I \rangle$$

$$= (-1)^{j'+I'} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \begin{Bmatrix} R & R' & 2 \\ I' & I & j \end{Bmatrix}$$

$$\times (-1)^R \langle N'R' || b || NR \rangle \delta_{l'l} \delta_{j'j} \quad (C \cdot 21)$$

(C・18) (C・19) (C・21) 式を用いると容易に (2・42) 式が得られる。

次に, 2 粒子 + 芯の場合について見る。フォノンの部分については, (C・19) (C・21) 式において  $j' \rightarrow J'$ ,  $j \rightarrow J$  にすれば良い。粒子の部分については, (C・2) 式を用いると

$$\langle J', N'R'; I' || \sum_i r_i^2 Y_2(i) || J, NR; I \rangle$$

$$= \langle l_j | r^2 | l_j \rangle \langle J', N'R'; I' || \sum Y_2(i) || J, NR; I \rangle$$

$$= (-1)^{J'+R'+I+2} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \langle J' || \sum Y_2(i) || J \rangle$$

$$\times \begin{Bmatrix} J' & I' & R' \\ I & J & 2 \end{Bmatrix} \langle l_j | r^2 | l_j \rangle \delta_{N'N} \delta_{R'R} \quad (C \cdot 22)$$

となる。ここで, (A・7) 式を用い,  $J, J' = \text{even}$  であることを考慮すると, この式は

$$= (-1)^{R+I+J+\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{5}{\pi}} (2j+1) \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)}$$

$$\times \begin{Bmatrix} J' & J & 2 \\ I & I' & R \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & 2 \\ J' & J & j \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \langle l_j | r^2 | l_j \rangle \delta_{N'N} \delta_{R'R}$$

(C.23)

となる。従って、(C.23)式と、(C.19)(C.21)式において  $j' \rightarrow j'$ ,  $j \rightarrow j$  と変換した式を用いれば (2.43) 式が得られる。



## 付録D 模型計算プログラムの説明

ここでは、著者により作成された、粒子 - 振動結合模型の模型計算プログラムの説明を行なう。

このプログラムは、1粒子(空孔)、2粒子(空孔)、3粒子(空孔)と振動とが結合する場合の模型計算ができる。<sup>注1)</sup> 振動については、3フォノン状態までを取り入れることができる、4重極表面振動を仮定してゐる。計算される物理量は、スペクトロスコピック因子、 $B(E2)$ 、 $Q$ 能率、 $B(M1)$ 、磁気能率 $\mu$ である。スペクトロスコピック因子については、一核子セック・アッポ反応(例えば、 $A N; (d, {}^3\text{He}) A-1 \text{Co}$ ,  $A-1 \text{Co} (d, {}^3\text{He}) A-2 \text{Fe}$ ,  $A-2 \text{Fe} (d, {}^3\text{He}) A-3 \text{Mn}$  反応)のスペクトロスコピック因子を計算できる。電磁的諸量については、1粒子(空孔)と振動、2粒子(空孔)と振動が結合した場合の計算ができる。<sup>注2)</sup>

実際の計算においては、ハミルトニアン $H$

注1) 今のところ、粒子軌道は1個だけしか取り入れられないが2個以上を取り入れることは、比較的簡単であり、現在開発中である。

注2) 3粒子と振動が結合した場合の計算は現在開発中である。

の行列要素を計算し、それを対角化することによつて固有エネルギー、固有関数が算出される。後は、第2章の表式に従つて上述の物理量が容易に計算できる。対角化のプログラムとしては、東北大学大型計算機センター提供のライブラリー・プログラム TSMQRD<sup>注)</sup>を使用した。

第5章、§3で述べた非調和効果も随時取り入れることが出来る。この効果を取り入れる際には、フォノン状態間の  $B(E2)$ ,  $Q$  を、第5章(5.7), (5.8)式に従つて、行列要素  $\langle N'R' || Q || NR \rangle$  に変換しておく。また、フォノン・エネルギーにつりては、第5章(5.9)式の中の  $\epsilon_{NR}$  の値をパラメーターとして代入する。

最後に、この模型計算に必要なパラメーターを整理しておく。

$\omega$  : 結合定数

$\epsilon_{\omega}$  : フォノン・エネルギー

$E_{\pi}$  : 1粒子系, 2粒子系, 3粒子系の  $E$

注) ライブラリー・プログラム説明書(東北大学大型計算機センター発行)

F2, p.9 参照

エネルギー。実際に必要なものは、2  
粒子系のエネルギー  $E_{ij}$  だけである。

1粒子系の場合には、 $E_j$  は模型計  
算にとつて本質的ではない。3粒子  
の場合には、第2章(2.20)式に従つ  
て2粒子系のエネルギーが知りたけ  
ばよい。

以上のパラメーターがわかれば、準位エネ  
ルギー、核の波動関数、スハウトコピック  
因子が計算できる。電磁的諸量を計算するに  
は、以上のパラメーターの外に、次の量が必要  
である。

$e_p$  : 粒子の有効電荷

$e_{vib}$  : 振動子の有効電荷 (96頁参照)

$g_l$  : 粒子の軌道角運動量に対する  $g$  因子

$g_s$  : 粒子のスピンに対する  $g$  因子

$g_R$  : 振動子に対する  $g$  因子

## References

- 1) R. Nordhagen, B. Elbek and B. Herskind; Nucl. Phys. A104 (1967) 353
- 2) C. P. Swann; Nucl. Phys. A172 (1971) 569
- 3) S. Cavallaro, J. Delaunay, R. Bollini, T. Nomura, N. Bendjaballah and C. Tosello; Nucl. Phys. A293 (1977) 125
- 4) M. Sakai; Nucl. Phys. A104 (1967) 301
- 5) N. Bendjaballah, J. Delaunay, T. Nomura and H. J. Kim; Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1536
- 6) N. Bendjaballah, J. Delaunay, A. Jaffrin, T. Nomura and K. Ogawa; Nucl. Phys. A284 (1977) 513
- 7) L. Satpathy and S. C. Gujrathi; Nucl. Phys. A110 (1968) 400
- 8) K. W. C. Stewart, B. Castel and B. P. Singh; Phys. Rev. C4 (1971) 2131
- 9) J. M. G. Gómez; Phys. Rev. C6 (1972) 149
- 10) M. Hino, T. Shimano, K. Muto and H. Horie; private communication
- 11) J. B. McGrory; Phys. Lett. 26B (1968) 604
- 12) I. P. Johnstone and H. G. Benson; Phys. Rev. C17 (1978) 311
- 13) H. H. Bolotin, A. E. Stuchbery, K. Amos and I. Morrison; Nucl. Phys. A311 (1978) 75
- 14) J. B. McGrory and S. Raman; Phys. Rev. C20 (1979) 830
- 15) V. Paar; Nucl. Phys. A185 (1972) 544
- 16) J. B. McGrory; Phys. Lett. 21 (1966) 64
- 17) H. Horie and K. Ogawa; Nucl. Phys. A216 (1973) 407
- 18) P. Doll; Nucl. Phys. A292 (1977) 165
- 19) P. Doll, G. Mairle, H. Breuer, K. T. Knöpfle, T. Tohei and G. J. Wagner; J. Phys. G: Nucl. Phys. 5 (1979) 1421
- 20) W. H. A. Hesselink, B. R. Kooistra, L. W. Put, R. H. Siemssen and S. Y. van der Werf; Nucl. Phys. A226 (1974) 229
- 21) D. C. J. M. Hageman, M. N. Horakeh, R. H. Siemssen and S. Y. van der Werf; Nucl. Phys. A290 (1977) 1
- 22) S. Y. van der Werf, B. Fryszczyn, L. W. Put and R. H. Siemssen; Nucl. Phys. A273 (1976) 15
- 23) L. Colli, I. Iori, S. Micheletti and M. Pignanelli; Nuovo Cimento 20 (1961) 94
- 24) J. L. Yntema, T. H. Braid, B. Zeidman and H. W. Broek; *Proc. Rutherford Jubilee Intern. Conf., Manchester, England, ed.; J. B. Birks (Academic Press, New York, 1961) p. 521*

- 25) A. Bohr; Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, No. 14 (1952)
- 26) A. Bohr and B. R. Mottelson; Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 27, No. 16 (1953)
- 27) V. Paar; Nucl. Phys. A211 (1973) 29
- 28) V. Paar; in *Problems of vibrational nuclei*, ed. G. Alaga, V. Paar and L. Sips (North-Holland, Amsterdam, 1975) p. 15
- 29) V. Paar; Nucl. Phys. A147 (1970) 369
- 30) V. K. Thankappan and W. W. True; Phys. Rev. 137 (1965) B793
- 31) D. Larner; Phys. Rev. C2 (1970) 522
- 32) J. M. G. Gomez; Nucl. Phys. A173 (1971) 537
- 33) B. Castel, I. P. Johnstone, B. P. Singh and K. W. Stewart; Can. J. Phys. 47 (1970) 1490
- 34) V. Lopac and V. Paar; Nucl. Phys. A297 (1978) 471
- 35) G. Alaga; *Rendiconti, Scuola Internazionale, Varenna, XL Corso, 1967*
- 36) B. J. Raz; Phys. Rev. 114 (1959) 1116
- 37) V. Paar; in *Heavy-ion, high-spin states and nuclear structure, vol. II* (IAEA, Vienna, 1975) p. 179
- 38) K. W. Ford and C. Levinson; Phys. Rev. 100 (1955) 1
- 39) K. Heyde and P. J. Brussard; Nucl. Phys. A104 (1967) 81
- 40) H. A. Jahn; Proc. Roy. Soc. A205 (1951) 192
- 41) S. Kato, T. Hasegawa and M. Tanaka; Nucl. Instr. Meth. 154 (1978) 19
- 42) J. L. C. Ford, Jr.; Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 277
- 43) S. Kato, M. Tanaka, S. Takaku and H. Kawashima; INS Annual Report (1978) 13
- 44) I. Nonaka and I. Sugai; INS-TL-110(1970); INS-TL-112(1971); Nucl. Instr. Meth. 158 (1979) 453
- 45) *Table of Isotopes, 7th ed.*, ed. C. M. Lederer and V. S. Shirley ( John Wiley & Sons, Inc., 1978 )
- 46) G. S. Mani; Nucl. Phys. A169 (1971) 194
- 47) G. R. Satchler; Nucl. Phys. 55 (1964) 1
- 48) N. Austern; *Direct Nuclear Reaction Theories* ( John Wiley & Sons, 1970)
- 49) R. H. Bassel; Phys. Rev. 149 (1966) 791
- 50) P. D. Kunz; unpublished
- 51) E. Newman, L. C. Becker, B. M. Preedom and J. C. Hiebert; Nucl. Phys. A100 (1967) 225

- 52) F. Hinterberger, G. Mairle, V. Schmidt-Rohr, G. J. Wagner and P. Turek; Nucl. Phys. A111 (1968) 265
- 53) F. D. Becchetti, Jr., and G. W. Greenlees; in *Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, ed. H. H. Barschall and W. Haeberli (The University of Wisconsin Press, 1971) p. 682
- 54) E. Newman and J. C. Hiebert; Nucl. Phys. A110 (1968) 366
- 55) B. L. Cohen, C. L. Fink, J. B. Moorhead and R. A. Moyer; Phys. Rev. 157 (1967) 1033
- 56) G. Bruge, J. C. Faivre, H. Faraggi and A. Bussiere; Nucl. Phys. A146 (1970) 597
- 57) R. K. Jolly, B. H. Armitage and A. K. Sengupta; Nucl. Phys. A146 (1970) 514
- 58) M. Inoue; Nucl. Phys. A119 (1968) 449
- 59) J. B. French and M. H. Macfarlane; Nucl. Phys. 26 (1961) 168
- 60) F. R. Metzger; Nucl. Phys. A148 (1970) 362
- 61) D. C. Kocher and R. L. Auble; Nucl. Data Sheets 19 (1976) 445
- 62) V. Singh, P. N. Tandon, S. H. Devare and H. G. Devare; Nucl. Phys. A137 (1969) 278
- 63) A. M. Nathan, J. W. Olness, E. K. Warburton and J. B. McGrory; Phys. Rev. C17 (1978) 1008
- 64) M. Sakai and A. C. Rester; Nucl. Data Table 20 (1977) 443
- 65) A. G. Blair and D. D. Armstrong; Phys. Rev. 151 (1966) 930
- 66) S. Cohen, R. D. Lawson, M. H. Macfarlane, S. P. Pandya and M. Soga; Phys. Rev. 160 (1967) 903
- 67) H. Horie and K. Ogawa; Prog. Theor. Phys. 46 (1971) 439
- 68) K. Ogawa; Phys. Rev. C15 (1977) 2209
- 69) D. M. Brink, A. F. R. De Toledo Piza and A. K. Kerman; Phys. Lett. 19 (1965) 413
- 70) A. Bohr and B. Mottelson; *Nuclear Structure, vol. II* (Benjamin, New York, 1975) p. 447
- 71) B. Castel, K. W. C. Stewart and M. Harvey; Nucl. Phys. A162 (1971) 273
- 72) T. Shimano, T. Oda and H. Horie; private communication
- 73) G. H. Fuller; J. Phys. and Chem. Ref. Data 5 (1976) 835
- 74) K. S. Burton and L. C. McIntyre, Jr.,; Phys. Rev. C3 (1971) 621
- 75) P. M. S. Lesser, D. Cline and J. D. Purvis; Nucl. Phys. A151 (1970) 257

- 76) G. Alaga, F. Krmpotic and V. Lopac; Phys. Lett. 24B (1967) 537
- 77) A. de-Shalit and I. Talmi; *Nuclear Shell Theory* (Academic Press, New York and London, 1963)
- 78) J. D. McCullen, B. F. Bayman and L. Zamick; Phys. Rev. 134 (1964) B515

Table 2.1

$$\langle 2R \mid 3R' \rangle$$

$R \backslash R'$	0	2	3	4	6
0		$(7/15)^{1/2}$			
2	1	$(4/21)^{1/2}$	$(5/7)^{1/2}$	$(11/21)^{1/2}$	
4		$(12/35)^{1/2}$	$-(2/7)^{1/2}$	$(10/21)^{1/2}$	1

Table 2.2

$$[7/2^2(J_1)7/2J]7/2^3J]$$

$J \backslash J_1$	0	2	4	6
3/2		0.462910	-0.886405	
5/2		0.781736	0.246183	-0.572960
7/2	0.500000	-0.372678	-0.500000	-0.600923
9/2		0.321208	-0.805823	0.497469
11/2		-0.527046	0.443813	0.724743
15/2			0.476731	-0.879049



Table 2.3

Partial sum rules for the proton pickup reaction on  $^{59}\text{Co}$

$J_f^\pi$	$\Sigma s$		
	a)	b)	c)
$0^+$	0.25	0.25	0.25
$1^+$		0.02	0.04
$2^+$	1.25	1.16	1.08
$3^+$		0.23	0.42
$4^+$	2.25	1.83	1.50
$5^+$		0.59	1.05
$6^+$	3.25	2.64	2.17
$7^+$		0.28	0.50

$$\text{a) } |^{59}\text{Co g.s.}\rangle = |f_{7/2}^{-1}, 00; 7/2^-\rangle$$

$$\text{b) } |^{59}\text{Co g.s.}\rangle = \sqrt{0.72} |f_{7/2}^{-1}, 00; 7/2^-\rangle \\ \pm \sqrt{0.28} |f_{7/2}^{-1}, 12; 7/2^-\rangle$$

$$\text{c) } |^{59}\text{Co g.s.}\rangle = \sqrt{0.50} |f_{7/2}^{-1}, 00; 7/2^-\rangle \\ \pm \sqrt{0.50} |f_{7/2}^{-1}, 12; 7/2^-\rangle$$

Table 4.1  
Optical model parameters used in the DWBA analysis

Particle	$V_O$ (MeV)	$W_O$ (MeV)	$r_O$ (fm)	$a$ (fm)	$r_C$ (fm)	$V_{S.O.}$ (MeV)	$W'$ (MeV)	$r_O'$ (fm)	$a'$ (fm)
deuteron	96.4		1.08	0.814	1.30	7.0	51.56	1.30	0.784
$^3\text{He}$	152.0	36.4	1.20	0.72	1.30	2.5		1.40	0.88
proton	a)		1.20	0.65		$\lambda = 25$			

a) Adjusted to reproduce the binding energy.

Table 4.2  
Summary of the experimental results from the  $^{59}\text{Co}$   
(d,  $^3\text{He}$ )  $^{58}\text{Fe}$  reaction

Ex(MeV)	$\ell$	$C^2S$
0.00	3	0.25
0.811	3	0.84
1.675	1 + 3	0.018 + 0.047
2.076	3	0.43
2.600	3	0.23
3.084	3	0.084
3.60	3	0.94
3.76	1 + 3	0.053 + 0.79
3.886	3	1.56
4.09	1 + 3	0.040 + 0.095
4.31	1	0.043
4.44	0	0.38
4.61	0	0.36
4.71	1 + 3	0.058 + 0.068
4.83	3	0.052
4.94	3	0.13
5.02	1 + 3	0.031 + 0.083
5.20	1 + 3	0.027 + 0.52
5.31	0 + 2	0.13 + 0.29
5.40	2	0.88
5.60	1 + 3	0.01 + 0.15
5.71	0 + 2	0.12 + 0.21
6.10	0	0.44
6.20	0	0.20

Table 5.1

Spins and parities of final states in  $^{58}\text{Fe}$  excited in the  $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  reaction with proton pickup from indicated orbits.

$n\ell j$	$J^\pi$							
$1f_{7/2}$	$0^+$	$1^+$	$2^+$	$3^+$	$4^+$	$5^+$	$6^+$	$7^+$
$2p_{1/2}$				$3^+$	$4^+$			
$2p_{3/2}$			$2^+$	$3^+$	$4^+$	$5^+$		
$2s_{1/2}$				$3^-$	$4^-$			
$1d_{3/2}$			$2^-$	$3^-$	$4^-$	$5^-$		

Table 5.2

Spectroscopic factors for some states in  $^{58}\text{Fe}$  from the reaction  $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$ .

Ex(MeV)	$J$	$\ell$	$C^2S$
0.00	$0_1^+$	3	0.25
0.811	$2_1^+$	3	0.84
1.675	$2_2^+$	$1 + 3$	$0.018 + 0.047$
2.076	$4_1^+$	3	0.43
2.600	$4_2^+$	3	0.23
3.084	$2_4^+$	3	0.084
3.60	$6_1^+$	3	0.94
3.76	$(4^+)$	$1 + 3$	$0.053 + 0.79$
3.886	$6_2^+$	3	1.56
4.09	$(4^+)$	$1 + 3$	$0.040 + 0.095$

Table 5.3

Comparison of observed spectroscopic factors with the sum rule limits.

Orbit	$\sum c^2s$	
	exp.	SM
2p	0.28	
$1f_{7/2}$	6.27	7
$2s_{1/2}$	1.63	2
$1d_{3/2}$	1.38	4

Table 5.4

Effective proton-proton interaction used in the calculation.

J	$\langle (f_{7/2}^2)   v_{pp}   (f_{7/2}^2) \rangle_J$ (MeV)
0	0.0
2	1.41
4	2.55
6	2.97

Table 5.5

B(E2) values for transitions between low-lying levels in  $^{59}\text{Co}$ .

$J_i^\pi - J_f^\pi$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )			
	exp		theor.	
	a)	b)	I)	II)
$3/2_1^- - 7/2_1^-$	169+32	100	224	135
$9/2_1^- - 7/2_1^-$	169	180	278	171
$11/2_1^- - 7/2_1^-$	78+8	80	207	124
$5/2_1^- - 7/2_1^-$	< 30		98	54
$7/2_2^- - 7/2_1^-$	21		112	63

a) ref. 2). b) ref. 1).

I)  $e_p=1.0$ ,  $e_{\text{vib}}=2.6$ .

II)  $e_p=1.0$ ,  $e_{\text{vib}}=2.0$ .

Table 5.6

Electric quadrupole moments and magnetic dipole moments of  $^{59}\text{Co}$  and  $^{58}\text{Fe}$ .

Nucleus	State	Q (e fm <sup>2</sup> )		$\mu$ (n.m.)	
		exp.	cal. I) II)	exp.	cal. I) II)
$^{59}\text{Co}$	$7/2_1^-$	$+40.0 \pm 4.0^a$	$+37.9$	$+4.627^a$	$+5.558$
		$42 \pm 3^a$	$+30.9$	$4.605^a$	$+4.763$
		$+36 \pm 7^a$			
		$39 \pm 6^a$			
$^{58}\text{Fe}$	$2_1^+$	$+29 \pm 8^b$	$-19.3$	$1.08 \pm 0.34^c$	$1.585$
			$-15.8$		$1.435$

a From ref. 45). b From ref. 61). c From ref. 62).

I)  $e_p=1.0$ ,  $e_{vib}=2.6$ ,  $g_\ell=1.0$ ,  $g_s=5.59$ ,  $g_R=0.4$ .

II)  $e_p=1.0$ ,  $e_{vib}=2.0$ ,  $g_\ell=1.0$ ,  $g_s=3.91$ ,  $g_R=0.4$ .

Table 5.7

B(E2) and B(M1) values for transitions between low-lying levels in  $^{58}\text{Fe}$ .

$J_i^\pi - J_f^\pi$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )		B(M1) ( $\text{n.m.}^2$ )	
	exp <sup>a)</sup>	theor.		thoer.
		I)	II)	
$2_1^+ - 0_1^+$	200	287	186	
$4_1^+ - 2_1^+$	$740 \pm 220$	480	308	
$6_1^+ - 4_1^+$	$210 \pm 20$	457	296	
$4_2^+ - 2_1^+$	$36^{+8}_{-13}$	* 0.72	* 0.45	
$\quad - 2_2^+$	$200 \pm 110$	* 157	* 100	
$6_2^+ - 4_1^+$	$34^{+7}_{-12}$	96	60	
$\quad - 6_1^+$				$1.0^{+0.2}_{-0.4}$ 1.141 0.747
$7_1^+ - 6_1^+$				$0.027^{+0.009}_{-0.012}$ 0.020 0.013
$\quad - 6_2^+$				$0.14^{+0.03}_{-0.05}$ 0.261 0.171
$8_1^+ - 6_1^+$	$34^{+14}_{-15}$	* 132	* 85	
$\quad - 6_2^+$	$95^{+35}_{-39}$	* 196	* 124	

a) Ref. 3).

I)  $e_p=1.0$ ,  $e_{\text{vib}}=2.6$ ,  $g_\ell=1.0$ ,  $g_s=5.59$ ,  $g_R=0.4$ .

II)  $e_p=1.0$ ,  $e_{\text{vib}}=2.0$ ,  $g_\ell=1.0$ ,  $g_s=3.91$ ,  $g_R=0.4$ .

\* See the text.



Table 5.8

Wave functions of a few low-lying states in  $^{58}\text{Fe}$ 

J, NR	$O_1^+$	J, NR	$2_1^+$	J, NR	$4_1^+$
0,00	0.8318	0,12	0.6835	0,24	0.6172
0,20	0.1804	0,22	-0.1190	2,12	0.5950
2,12	0.4903	0,32	0.1118	2,22	-0.1062
2,22	-0.1134	2,00	0.4997	2,24	-0.2076
4,24	0.1216	2,12	-0.2225	2,32	0.1264
		2,20	0.1608	2,34	0.1280
		2,22	0.2083	2,36	0.2255
		2,24	0.2968	4,00	0.2648
		4,12	0.1705	4,22	0.1400
J, NR	$2_2^+$	J, NR	$O_2^+$	J, NR	$4_1^+$
0,12	0.3835	0,00	0.4308	0,24	0.6172
0,22	0.5838	0,20	-0.6894	2,12	0.5950
2,00	-0.2527	0,30	0.1053	2,22	-0.1062
2,12	0.5191	2,12	-0.3087	2,24	-0.2076
2,22	0.2000	2,22	0.2370	2,32	0.1264
2,24	0.1288	2,32	-0.3728	2,34	0.1280
2,33	-0.2157	4,24	-0.1828	2,36	0.2255
2,34	0.1324			4,00	0.2648
4,24	0.1676			4,22	0.1400

Only those amplitudes which are larger than 1 % are listed.

Table 5.9

Spectroscopic factors for low-lying  $7/2^-$  states in  $^{59}\text{Co}$  from the  $^{60}\text{Ni}(t,\alpha)^{59}\text{Co}$  reaction

exp <sup>a)</sup>		theory			
		A		B	
Ex(MeV)	$C^2S$	Ex(MeV)	$S(f_{7/2})$	Ex(MeV)	$S(f_{7/2})$
0.00	6.61	0.00	5.91	0.00	5.96
1.741	1.01	1.558	1.84	1.883	0.74
2.057	0.80			2.080	0.74
2.191	0.20				
2.585	0.61	2.565	0.01	2.591	0.12
		2.808	0.06	2.826	0.16

a) ref. 65).

Table 5.10

Comparison of the experimental spectroscopic factors with the particle-vibration coupling model calculation and the shell model calculation

State	exp.		cal. <sup>a)</sup>		cal. <sup>b)</sup>
	$C^2S$	$\sum C^2S$	$S(f_{7/2})$	$\sum S$	$S(f_{7/2})$
$0_1^+$	0.25	0.25	0.247	0.25	0.2476
$0_2^+$			0.003		0.0000
$0_3^+$			0.000		0.0011
$2_1^+$	0.84	0.97	0.645	1.16	0.7684
$2_2^+$	0.047		0.095		0.0626
$2_3^+$			0.408		0.0001
$2_4^+$	0.084		0.000		0.2014
$2_5^+$			0.003		0.0232
$4_1^+$	0.43	1.55	0.370	1.88	0.4417
$4_2^+$	0.23		0.204		0.0948
$(4^+)$	0.79		1.023		0.4087
$(4^+)$	0.095		0.135		0.3305
$6_1^+$	0.94	2.50	0.669	2.70	1.0239
$6_2^+$	1.56		1.727		0.9943

a) Particle-vibration coupling model.

b) Shell model. <sup>10)</sup>

Table 5.11

Experimental B(E2) values for transitions between low-lying states in  $^{58}\text{Fe}$ , compared with the shell-model calculation.

$J_i^\pi - J_f^\pi$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )		B(M1) (n.m. $^2$ )	
	exp. a)	cal. b)	exp. a)	cal. b)
$2_1^+ - 0_1^+$	200	235		
$4_1^+ - 2_1^+$	$740 \pm 220$	289		
$6_1^+ - 4_1^+$	$210 \pm 20$	215		
$4_2^+ - 2_1^+$	$36^{+8}_{-13}$	16		
$\quad - 2_2^+$	$200 \pm 110$	90		
$6_2^+ - 4_1^+$	$34^{+7}_{-12}$	67		
$\quad - 6_1^+$			$1.0^{+0.2}_{-0.4}$	2.44
$7_1^+ - 6_1^+$			$0.027^{+0.009}_{-0.012}$	0.115
$\quad - 6_2^+$			$0.14^{+0.03}_{-0.05}$	0.457
$8_1^+ - 6_1^+$	$34^{+14}_{-15}$	57		
$\quad - 6_2^+$	$95^{+35}_{-39}$	14		

a) From ref. 3).

b) From ref. 10).

Shell-model calculated B(E2) and quadrupole moments in  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{60}\text{Ni}$ .

NR - N'R'	$^{58}\text{Ni}$		$^{60}\text{Ni}$	
	B(E2)	Q	B(E2)	Q
	( $e^2\text{fm}^4$ )	( $\text{efm}^2$ )	( $e^2\text{fm}^4$ )	( $\text{efm}^2$ )
12 - 00	119		199	
- 12		-22.7		-2.95
20 - 12	36.2		1.95	
- 22	271		179	
22 - 00	16.0		12.8	
- 12	0.453		260	
- 22		-14.7		-4.48
- 24	69.1			
24 - 12	82.9		85.1	
- 22			2.64	
- 24		-33.3		-5.58
30 - 12	52.3		42.7	
- 22	7.22		0.110	
- 32	293		75.2	
32 - 00	1.44		5.84	
- 12	40.7		41.3	
- 20	5.69		8.91	
- 22	35.8		18.1	
- 24	35.5		88.7	
- 32		+11.9		-13.2
- 33			0.770	
33 - 12	1.19		9.53	
- 22	10.1		216	
- 24	0.193		216	
- 32	15.4			
- 33		-6.14		-3.03
34 - 12	0.72		115	
- 22	6.17		68.9	
- 24	1.23		11.1	
- 32	8.66		0.906	
- 33	2.72		3.41	
- 34		-10.4		-42.2
36 - 24			76.7	
- 34			62.6	
- 36				-23.7

These values are from ref. 72).

Table 5.13

Experimental  $B(E2)$  values for transitions between low-lying states in  $^{59}\text{Co}$ , compared with the theoretical values.

$J_i^\pi$	$- J_f^\pi$	$B(E2) (e^2\text{fm}^4)$			
		exp.		cal.	
		a)	b)	c)	d)
$3/2_1^-$	$- 7/2_1^-$	$169 \pm 32$	100	256	52.8
$9/2_1^-$	$- 7/2_1^-$	169	180	183	159
$11/2_1^-$	$- 7/2_1^-$	$79 \pm 8$	80	181	40.7
$5/2_1^-$	$- 7/2_1^-$	$< 30$		66	6.03
$7/2_2^-$	$- 7/2_1^-$	21		23	0.996

a) Ref. 2).

b) Ref. 1).

c) Present results obtained from the particle-vibration coupling model calculation with anharmonicity.

d) Shell-model calculation taken from ref. 10).

Table 5.14

B(E2) and B(M1) values for transitions between low-lying states in  $^{58}\text{Fe}$ , compared with the particle-vibration coupling model calculation with anharmonicity and the shell-model calculation

$J_i^\pi - J_f^\pi$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )			B(M1) ( $\text{n.m.}^2$ )		
	exp <sup>a)</sup>	cal.		exp <sup>a)</sup>	cal.	
		b)	c)		b)	c)
$2_1^+ - 0_1^+$	200	215	235			
$4_1^+ - 2_1^+$	$740 \pm 220$	270	289			
$6_1^+ - 4_1^+$	$210 \pm 20$	217	215			
$4_2^+ - 2_1^+$	$36^{+8}_{-13}$	0.30	16			
$\quad - 2_2^+$	$200 \pm 110$	8.3	90			
$6_2^+ - 4_1^+$	$34^{+7}_{-12}$	57	67			
$\quad - 6_1^+$		130	177	$1.0^{+0.2}_{-0.4}$	1.24	2.44
$7_1^+ - 6_1^+$		53	25	$0.027^{+0.009}_{-0.012}$	0.029	0.115
$\quad - 6_2^+$		95	72	$0.14^{+0.03}_{-0.05}$	0.115	0.457
$8_1^+ - 6_1^+$	$34^{+14}_{-15}$	* 15	57			
$\quad - 6_2^+$	$95^{+35}_{-39}$	* 105	14			

a) Ref. 3).

b) Particle-vibration coupling model calculation with anharmonicity.

c) Shell-model calculation.<sup>10)</sup>

\* See the text.

Table 5.15

Comparison of experimental spectroscopic factors with the particle-vibration coupling model calculation with anharmonicity and the shell-model calculation

State	$c^2s$ exp.	$S(f_{7/2})$	
		cal. <sup>a)</sup>	cal. <sup>b)</sup>
$0_1^+$	0.25	0.250	0.248
$0_2^+$		0.000	0.000
$0_3^+$		0.000	0.001
$2_1^+$	0.84	0.746	0.768
$2_2^+$	0.047	0.178	0.063
$2_3^+$		0.201	0.000
$2_4^+$	0.084	0.005	0.201
$2_5^+$		0.020	0.023
$4_1^+$	0.43	0.495	0.442
$4_2^+$	0.23	0.172	0.095
$(4^+)$	0.79	0.768	0.409
$(4^+)$	0.095	0.184	0.330
$6_1^+$	0.94	1.103	1.024
$6_2^+$	1.56	1.247	0.994

a) Particle-vibration coupling model with anharmonicity.

b) Shell-model. <sup>10)</sup>



Table 5.16

Comparison of experimental B(E2) and B(M1) values in  $^{57}\text{Co}$  with the particle-vibration coupling model calculation.

$J_i^\pi$	$-$	$J_f^\pi$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )			B(M1) (n.m. $^2$ )		
			exp. <sup>a)</sup>	cal. b)	c)	exp. <sup>a)</sup>	cal. b)	c)
$9/2_1^-$	$-$	$7/2_1^-$	$240 \pm 50$	230	258	$0.34 \pm 0.07$	0.18	0.18
$3/2_1^-$	$-$	$7/2_1^-$	$6 \pm 1$					
$11/2_1^-$	$-$	$9/2_1^-$	$440 \pm 260$	59	215	$0.9 \pm 0.4$	0.36	0.47
	$-$	$7/2_1^-$	$130 \pm 50$	160	62			
$3/2_2^-$	$-$	$7/2_1^-$	$130 \pm 20$	*175	*49			
$7/2_2^-$	$-$	$9/2_1^-$	$13 \pm 13$	74	27	$0.9 \pm 0.4$	0.50	0.59
$7/2_3^-$	$-$	$9/2_1^-$	$19 \pm 10$	70	3.4	$0.09 \pm 0.04$	$7.4 \times 10^{-3}$	$5.3 \times 10^{-3}$

a) From ref. 74).

b) Without anharmonicity.

c) With anharmonicity.

\*  $3/2_1^- - 7/2_1^-$ .

Table 5.17

B(E2) and B(M1) values for transitions between low-lying states in  $^{57}\text{Co}$ .

$J_i^\pi - J_f^\pi$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )			B(M1) ( $\text{n.m.}^2$ )		
	exp. a)	cal.		exp. a)	cal.	
		b)	c)		b)	c)
$9/2_1^- - 7/2_1^-$	$240 \pm 50$	253	123	$0.34 \pm 0.07$	0.18	0.48
$3/2_1^- - 7/2_1^-$	$6 \pm 1$					
$11/2_1^- - 9/2_1^-$	$440 \pm 260$	210	139	$0.9 \pm 0.4$	0.45	1.28
$- 7/2_1^-$	$130 \pm 50$	63	25			
$3/2_2^- - 7/2_1^-$	$130 \pm 20$	*23				
$7/2_2^- - 9/2_1^-$	$13 \pm 13$	16		$0.9 \pm 0.4$	0.56	
$7/2_3^- - 9/2_1^-$	$19 \pm 10$	1.9		$0.09 \pm 0.04$	$3.4 \times 10^{-4}$	

a) From ref. 74).

b) Particle-vibration coupling model calculation with anharmonicity.

c) Shell-model calculation. From ref. 10).

\*  $3/2_1^- - 7/2_1^-$ .

Table 5.18

Comparison of experimental B(E2) and B(M1) values in  $^{56}\text{Fe}$  with the particle-vibration coupling model calculation.

$J_i^\pi - J_f^\pi$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )			B(M1) ( $\text{n.m.}^2$ )		
	exp. <sup>a)</sup>	cal.		exp. <sup>a)</sup>	cal.	
		b)	c)		b)	c)
$2_1^+ - 0_1^+$	$193 \pm 6$	242	198			
$4_1^+ - 2_1^+$	$295 \pm 79$	382	236			
$4_2^+ - 4_1^+$				$0.46^{+0.27}_{-0.22}$	0.42	0.48
$6_1^+ - 4_1^+$	$56^{+43}_{-29}$	*66	*3.5			
$6_2^+ - 4_1^+$	$250 \pm 43$	*359	*310			
$- 6_1^+$	$< 3000$	*83	*13	$1.32 \pm 0.32$	*0.64	*0.13
$(7^+) - 6_1^+$		*156	*203	$0.17 \pm 0.06$	*0.24	
$- 6_2^+$		*31	*3.0	$0.10 \pm 0.04$	*0.015	
$(8_1^+) - 6_1^+$	$55 \pm 7$	*21	*0.4			
$- 6_2^+$	$60 \pm 11$	*268	*258			

a) From ref. 6).

b) Without anharmonicity.

c) With anharmonicity.

\* See the text.

Table 5.19

B(E2) and B(M1) values for transitions between low-lying states in  $^{56}\text{Fe}$ .

$J_i - J_f$	B(E2) ( $e^2\text{fm}^4$ )			B(M1) ( $\text{n.m.}^2$ )		
	exp. a)	cal.		exp. a)	cal.	
		b)	c)		b)	c)
$2_1^+ - 0_1^+$	$193 \pm 6$	186	184			
$4_1^+ - 2_1^+$	$295 \pm 79$	227	240			
$4_2^+ - 4_1^+$				$0.46^{+0.27}_{-0.22}$	0.56	1.37
$6_1^+ - 4_1^+$	$56^{+43}_{-29}$	38	53			
$6_2^+ - 4_1^+$	$250 \pm 43$	130	158			
$- 6_1^+$	$< 3000$	165	114	$1.32 \pm 0.32$	0.31	0.64
$(7^+) - 6_1^+$		171	67	$0.17 \pm 0.06$	0.15	0.42
$- 6_2^+$		43	37	$0.10 \pm 0.04$	0.08	0.36
$(8_1^+) - 6_1^+$	$55 \pm 7$	74	47			
$- 6_2^+$	$60 \pm 11$	1.4	30			

a) From ref. 6).

b) Particle-vibration coupling model calculation with anharmonicity.

c) Shell-model calculation. From ref. 10).

## 図の説明

## 第 1 章

1.1  $^{59}\text{Co}$  核の低励起領域の準位構造。

(文献 45) より)

1.2  $^{58}\text{Fe}$  核の低励起領域の準位構造。

(文献 45) より)

1.3  $^{56}, ^{58}\text{Fe}$  核のバンド構造。左側から

基底状態バンド (ground state band)

, 準  $\gamma$  バンド (quasi- $\gamma$  band), 準  $\beta$

バンド (quasi- $\beta$  band) となつてい

る。(文献 3, 5, 6) より)

## 第 3 章

3.1 核研 QDD スペクトロメーターの上

面図。(文献 41) より抜粋) Q は

4 重極電磁石,  $D_1, D_2$  は双極電磁

石を表わす。 $D_1$  の入口, 出口の境界

(boundary) は同心円に,  $D_2$  のそれは

それぞれ, 円と直線になつてい

この形状は、設計の段階で磁場分布の計算が容易になるように決められた。詳しくは文献を参照されたい。

3.2 位置感応型比例計数管の原理図。

(本文参照, 41頁)

3.3 使用した位置検出器の構造。(本文参照, 43頁)

3.4 使用した位置検出器によるエネルギー損失( $\Delta E$ )スペクトルの測定例。  
(文献43)より引用。本文44頁参照)

3.5 位置検出器の信号処理系の概略図。  
(本文参照, 45頁)

3.6 厚さ測定における距離と計数の相関曲線。黒丸がC。膜を $\alpha$ 線源と検出器の間に挿入した場合の測定値, 白

丸がそうである場合の測定値である。

距離の誤差は、距離の測定精度  $0.1\text{ mm}$  による。(本文 49 頁参照)

3.7  $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子に対する  
B $\rho$ -T (運動エネルギー) 曲線。  
(本文 52 頁参照)

3.8  ${}^3\text{He}$  粒子のエネルギーが  $E_{{}^3\text{He}} = 23 \sim 31\text{ MeV}$  の領域の B $\rho$ -T 曲線の拡大図。(本文 53 頁参照)

3.9 アルミニウム中での  $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$  粒子の飛程。(本文 55 頁参照)

3.10 回路系のブロック・ダイヤグラム。  
S. Amp : Spectroscopy Amplifier, G.D.G.  
: Gate and Delay Generator, T.S.C.A  
: Timing Single Channel Analyzer。  $X_A$ ,  
 $X_B$  は位置検出器の両端を表わす。

( 本文 56 頁 参照 )

3.11a  $\Delta E_1, \Delta E_2$  検出器のエネルギー損失スペクトル。両検出器の間には  $100 \mu m$  の Al 吸収体が挿入されている。( 本文 57 頁 参照 )

3.11b  $\Delta E_1, \Delta E_2$  検出器の  $A = 3$  の  $\Delta E$  スペクトル ( 上段, 中段 ) と位置検出器から得られた  $\Delta E$  スペクトル ( 下段 ) 。 ( 本文 57 頁 参照 )

3.12 検出器の有感領域の測定結果。チャンネル数は検出器のそれぞれの位置に対応する。( 本文 58 頁 参照 )

## 第 4 章

4.1  $\theta_L = 20^\circ$  での  $(d, d)$  反応のエネルギー・スペクトル。( 本文 61 頁 参照 )



4.2  $^{59}\text{Co}(d,d_0)^{59}\text{Co}$  弾性散乱断面積の角度分布。Rutherford散乱断面積 $\sigma_R$ との比を示してある。点は実測値であり、実線は光学模型による理論値である。(本文61頁, 77頁参照)

4.3  $\theta_L = 15^\circ$  での  $^{59}\text{Co}(d,^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応のエネルギー・スペクトル。各ピークにつけられた数字は、 $^{58}\text{Fe}$  核の励起エネルギー(単位はMeV)である。(本文63頁)

4.4ab  $^{59}\text{Co}(d,^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応断面積の角度分布。実線はDWBA理論曲線である。(本文66頁, 79頁参照)

## 第5章

5.1  $^{59}\text{Co}(d,^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の遷移強度の分布。 $(\ell = 0, 1, 3)$   
(本文85頁, 87頁参照)

5.2  $59C$ 。核の準位構造の結合定数 $\lambda$ に対する依存性。右端が実験値である。図中の数字は、2倍にしたスピンの値であり、図に示されている状態は全て奇ノリティ状態である。各スパウトルの下につけられている数字が $\lambda$ の値である。(本文91頁)

5.3  $59C$ 。の準位構造についての理論( $\lambda = 2.5$ での結果)と実験の比較。それぞれの状態につけられた数字は、2倍したスピンの値。(本文92頁)

5.4  $58F$ 。核の準位構造の $\lambda$ に対する依存性。図に示されている状態は全て偶ノリティ状態である。各スパウトルの下につけられた値は $\lambda$ の値。(本文94頁)

5.5 エネルギー比  $E_{4+} / E_{2+}$  の値に対する依存性。10/3 は回転スペクトルでの値である。(本文 94 頁)

5.6  $^{58}\text{Fe}$  核の準位構造につりこの理論と実験の比較。理論は  $\omega = 2.5$  での結果である。数字のつけられた状態は全 2 偶ハリティ状態である。(本文 95 頁)

5.7 2 体相互作用として対相互作用を用いた時の、 $^{58}\text{Fe}$  核の準位構造の値の依存性。(本文 95 頁)

5.8  $^{58}\text{Fe}$  核のバンド構造につりこの実験<sup>3)</sup>と理論との比較。 $K=0$  は基底状態バンドを、 $K=2$  は準 2 バンドを意味する。(本文 100 頁)

5.9  $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応のスペクトロスコピック因子の  $\ell$  に対する依存性。S は部分総和則，番号 1, 2, 3 は，それぞれ  $\ell=1, 2, 3$  励起準位のスペクトロスコピック因子であることを示す。(本文 105 頁)

5.10  $^{59}\text{Co}(d, ^3\text{He})^{58}\text{Fe}$  反応の遷移強度分布について 2 の理論と実験の比較。理論は  $\ell = 2.5$  で得られた結果であり，実験は  $\ell = 3$  の S 因子である。点線は，対応する準位間を結んだものである。(本文 106 頁)

5.11  $^{59}\text{Co}$  核の準位構造について 2 の殻模型計算結果<sup>10)</sup>と実験との比較。(本文 107 頁)

5.12  $^{58}\text{Fe}$  核の準位構造について 2 の殻模型計算結果<sup>10)</sup>と実験との比較。(本文 107 頁)

5.13  $^{60}\text{Ni}$  核の準位構造。実験と殻模型計算結果。<sup>72)</sup> (本文 113, 125 頁)

5.14 非調和効果を考慮した場合の,  $^{59}\text{Co}$  核の準位構造の依存性。図 5.29 の説明を参照。(本文 114 頁)

5.15  $^{59}\text{Co}$  核の準位構造について, 非調和効果を考慮した場合の計算結果。 $\omega = 3.0$  である。図 5.3 の説明を参照。(本文 115 頁)

5.16  $^{59}\text{Co}$  核の準位構造。非調和効果を考慮した場合の粒子-振動結合模型の計算結果(図 5.15 と同じ)と殻模型計算結果<sup>10)</sup>との比較。各スピン状態について 2 励起状態までだけを示してある。(本文 115 頁)

5.17  $^{58}\text{Fe}$  核の準位構造の  $\gamma$  依存性。図 5.4.9 説明を参照。(本文 116 頁)

5.18  $^{58}\text{Fe}$  核の準位構造について、非調和効果を考慮した場合の計算結果。 $\gamma = 3.0$  の結果である。(本文 116 頁)

5.19  $^{58}\text{Fe}$  核の準位構造。図 5.16 の説明参照。(本文 116 頁)

5.20  $^{58}\text{Ni}$  核の準位構造。実験と殻模型計算結果。<sup>72)</sup> (本文 119 頁)

5.21  $^{57}\text{Co}$  核の準位構造の  $\gamma$  依存性。図 5.2 の説明を参照。(本文 120 頁)

5.22  $^{57}\text{Co}$  核の準位構造。  
非調和効果を考慮した場合(右)と考慮しない場合(左)の準位構造の

比較。共に、 $\omega = 3.0$  の結果である。  
(本文 120 頁)

5.23  $^{57}\text{Co}$  核の準位構造を考慮した場合の、 $^{57}\text{Co}$  核の準位構造の  $\omega$  依存性。図 5.2 の説明を参照。(本文 120 頁)

5.24  $^{57}\text{Co}$  核の準位構造。非調和効果を考慮した場合の粒子-振動結合モデルの計算結果(左)と殻模型計算結果<sup>10)</sup>との比較。前者の計算は、2フォノン状態までを取り入れた結果である。  
(本文 121 頁)

5.25  $^{56}\text{Fe}$  核の準位構造の  $\omega$  依存性。調和振動を仮定した場合の結果である。図 5.4 の説明を参照。(本文 122 頁)

5.26  $^{56}\text{Fe}$  核の準位構造。図 5.22 の説明

を参照。(本文122頁)

5.27  $^{56}\text{Fe}$  核の準位構造を考慮した場合の、 $^{56}\text{Fe}$  核の準位構造の $\omega$ 依存性。図5.4の説明を参照。(本文122頁)

5.28  $^{56}\text{Fe}$  核の準位構造。図5.24の説明を参照。各スピン状態について、 $\omega$  2励起状態までのみを示してある。(本文123頁)

5.29  $^{58}\text{Fe}$  核の準位構造について、2フォノン状態までを取り入れた場合(左)と、3フォノン状態までを取り入れた場合(中)の計算結果の比較。両者共、非調和効果を考慮しており、 $\omega = 3.0$  の結果である。(本文126頁)



5.30  $^{57}\text{C}$  核の準位構造の,  $^{58}\text{N}$  核の  $2, +$  状態の電気能率  $Q$  に対する依存性。各スペクトルの下に付けられた値が  $\text{e} \cdot \text{fm}^2$  単位の  $Q$  の値である。各準位に付けられた数字はスピン値であり、図中に示された準位のパリティは全て奇である。(本文 127 頁)

5.31  $^{56}\text{Fe}$  核の準位構造の,  $^{58}\text{N}$  核の  $2, +$  状態の電気能率  $Q$  に対する依存性。図 5.30 の説明を参照。各準位に付けられた数字はスピン値であり、パリティは全て偶パリティである。(本文 127 頁)

5.32 陽子 - 中性子相互作用。点線は実験データを基にして決められた有効相互作用<sup>67)</sup>であり、実線が単極力と 4 重極力より成るとして計算されたも

のである。7, 3, 1, 5は、それぞれ  
 $1f_{7/2}$ ,  $2P_{3/2}$ ,  $2P_{1/2}$ ,  $1f_{5/2}$  であることを示す。(文献68)より引用。  
 本文131頁)

5.33  $^{56}\text{Fe}$  核について2の,  $PVC M$  (粒子-振動結合模型),  $T S M$  (模型空間を切断した殻模型) と  $E S M$  (模型空間を切断しない, 正確な殻模型) の比較。(本文134頁)

5.34  $^{55}\text{Mn}$  核について2の  $PVC M$  と  $T S M$  の比較。各準位につけられた数字は, 2倍したスピンの値であり, パリティは全て奇である。(本文135頁)

5.35  $^{55}\text{Mn}$  核の準位構造の,  $^{58}\text{Ni}$  核の  $2_1^+$  状態の電気能率  $Q$  に対する依存性。図5.30の説明参照。(本文135頁)

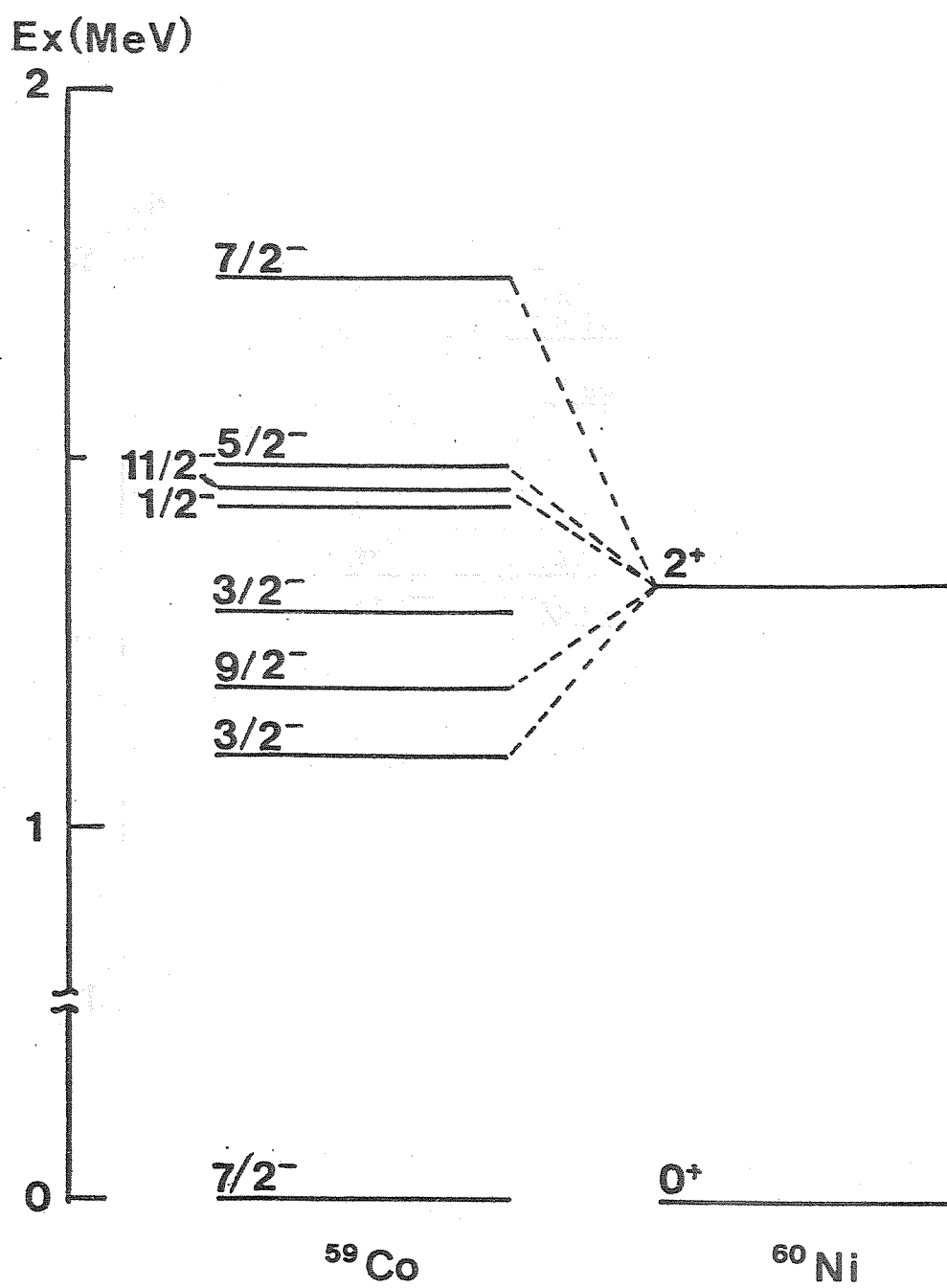


Fig. 1.1

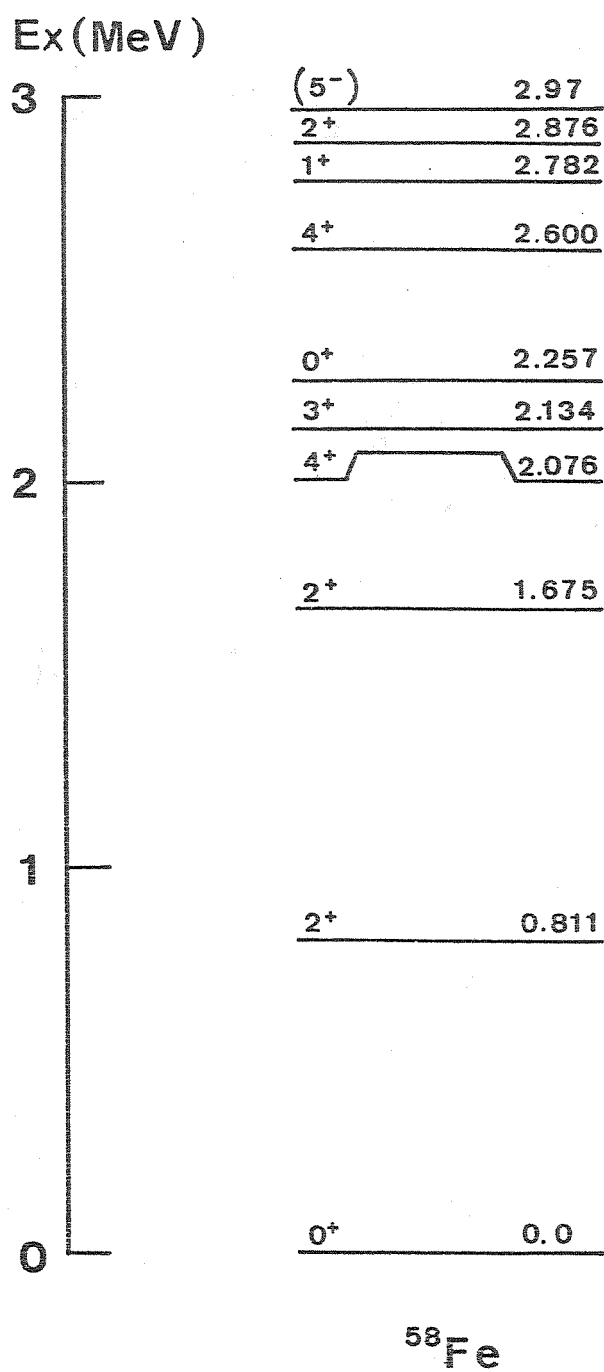


Fig. 1.2

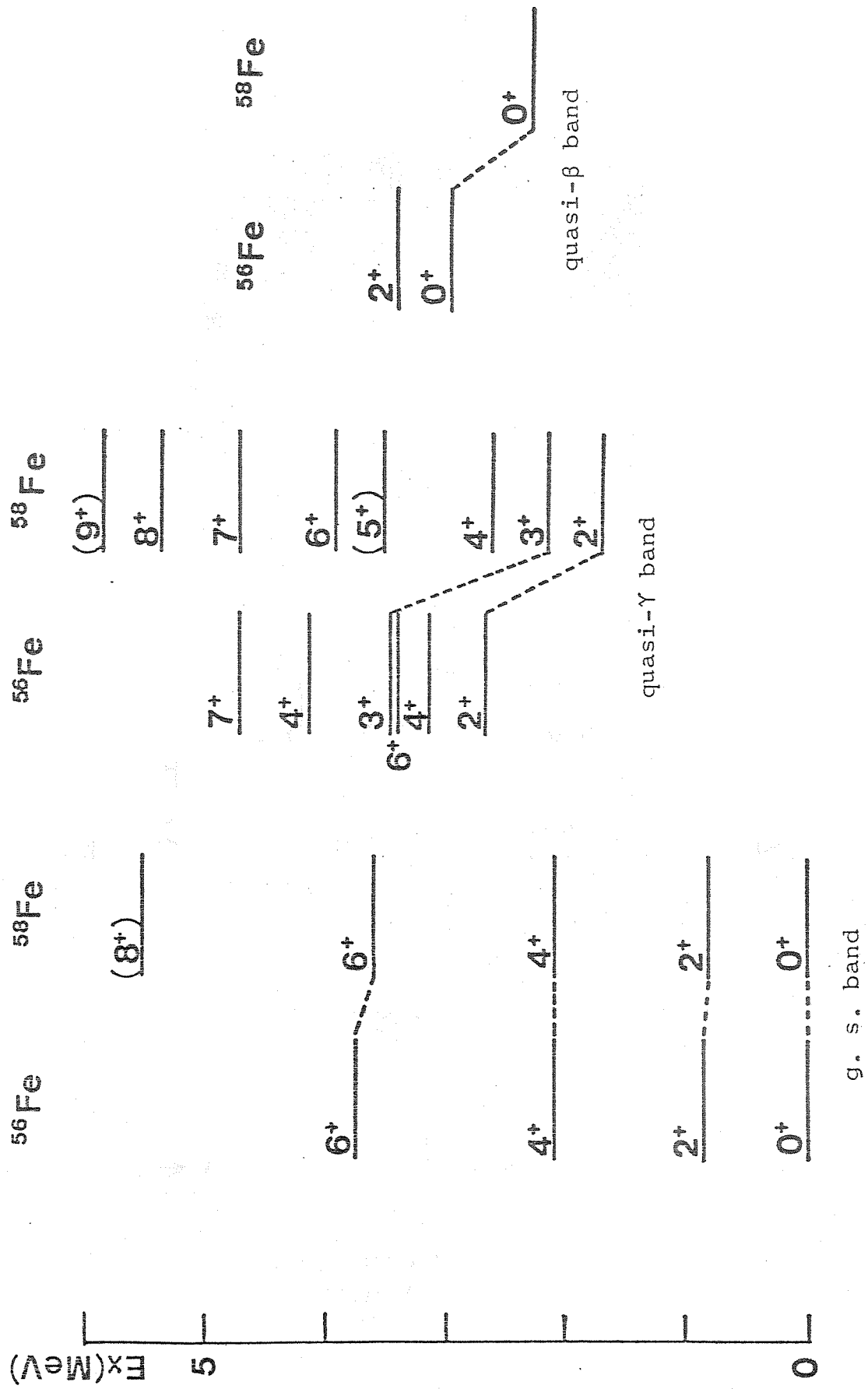


Fig. 1.3

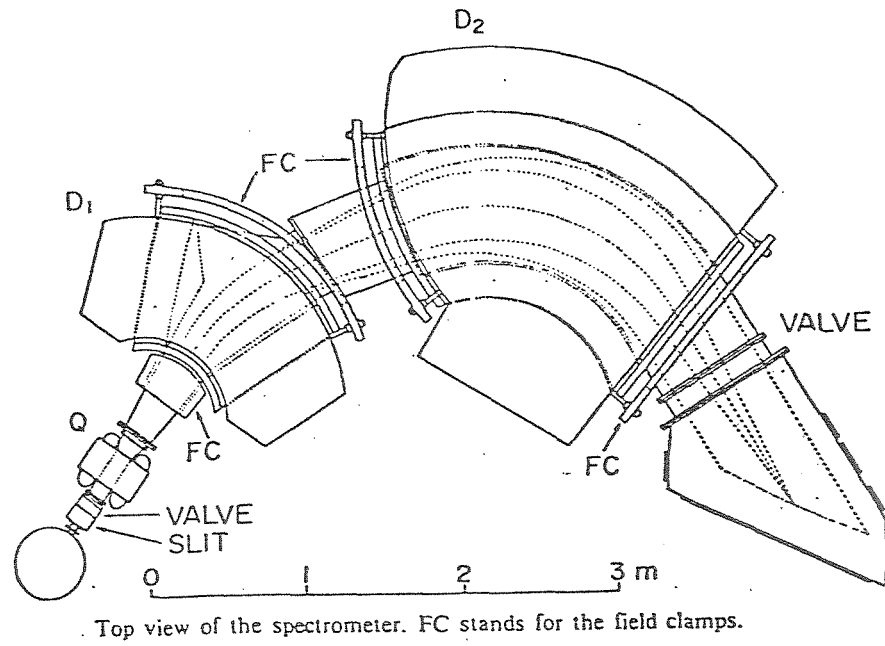


Fig. 3.1

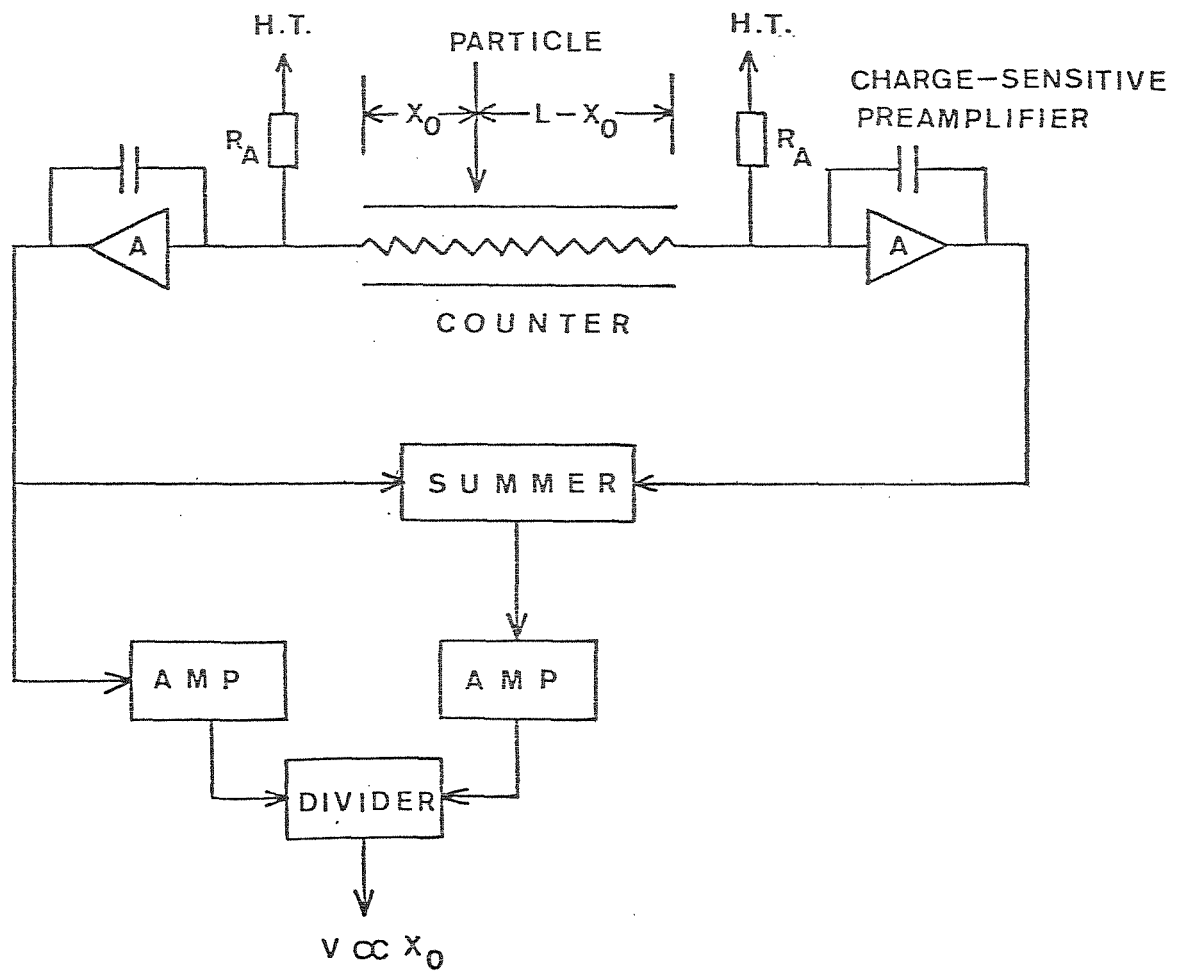


Fig. 3.2

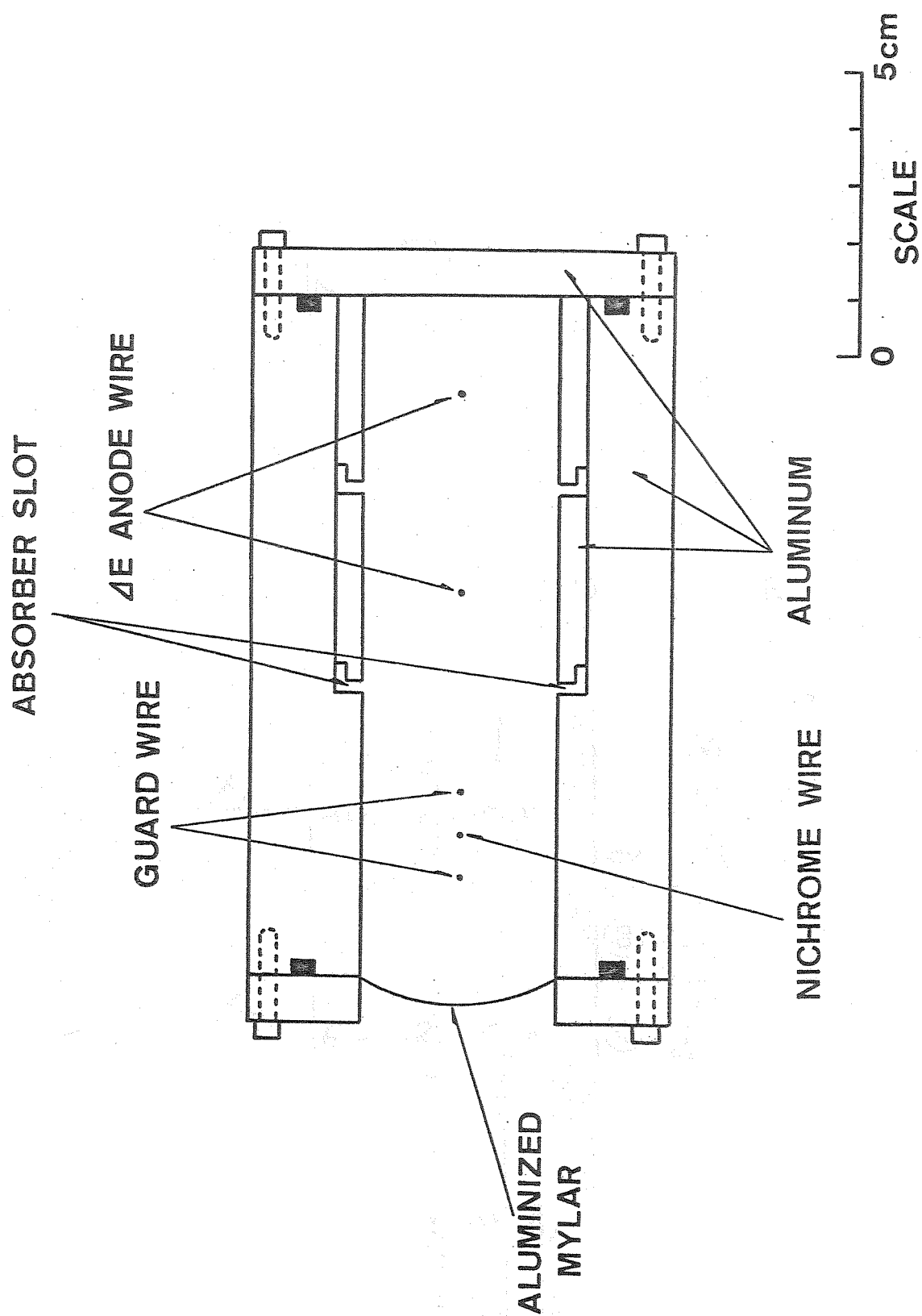


Fig. 3.3

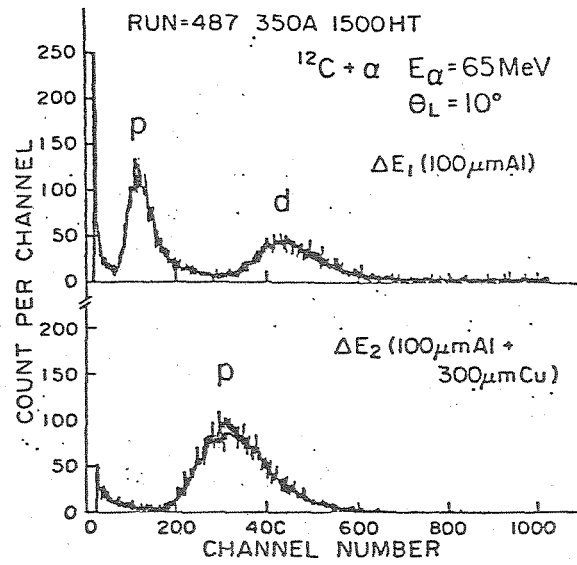


Fig. 3.4

## COMPUTER

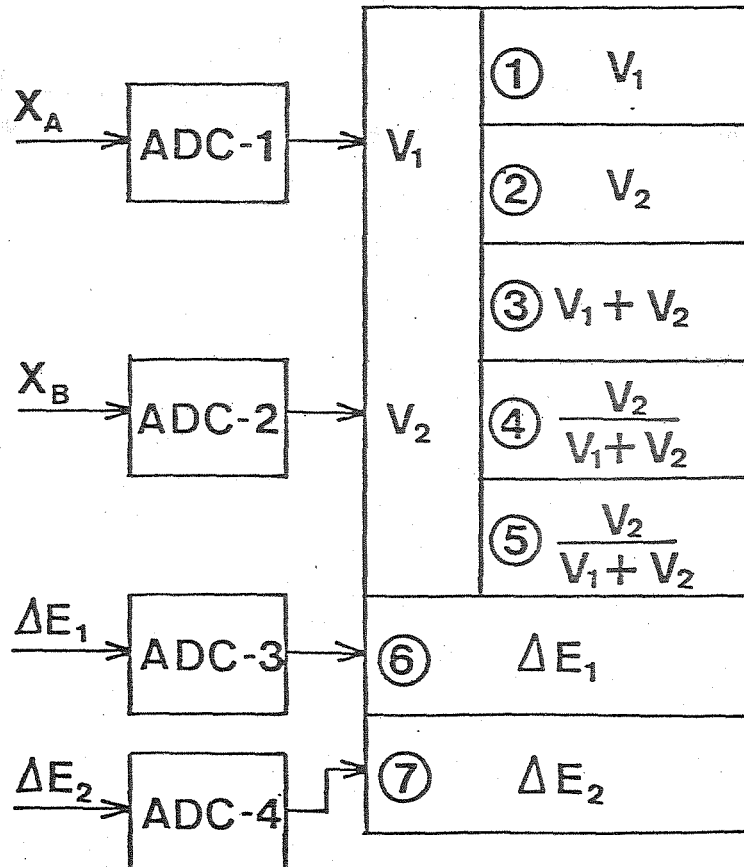


Fig. 3.5



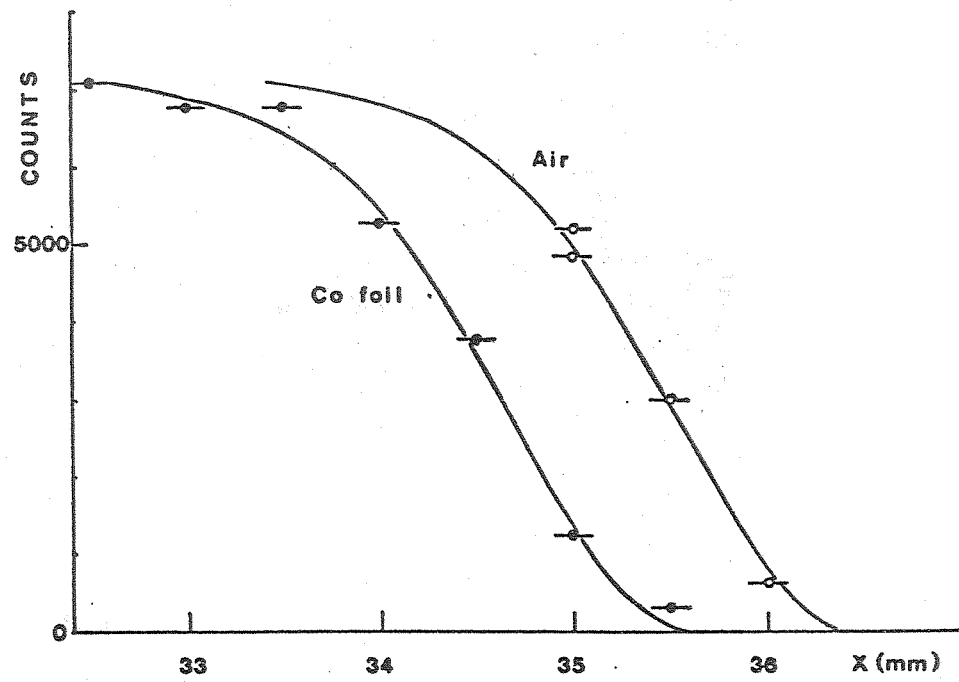


Fig. 3.6

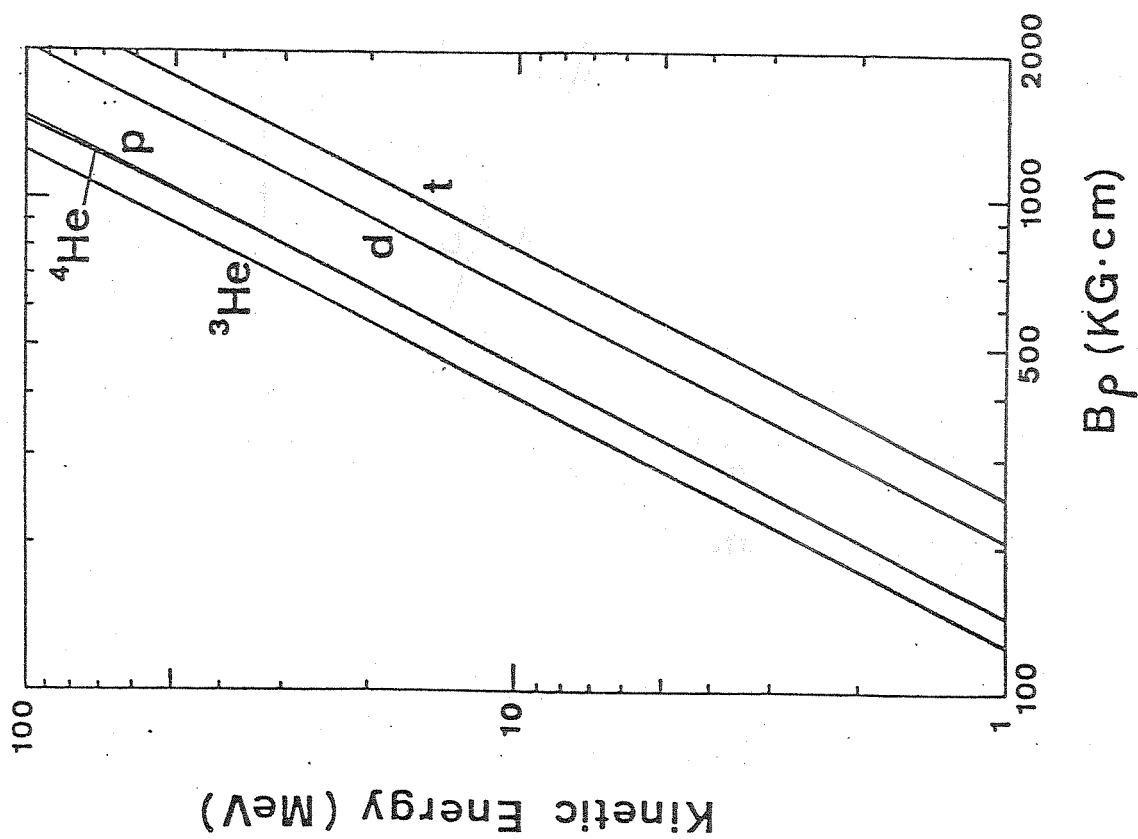


Fig. 3.7

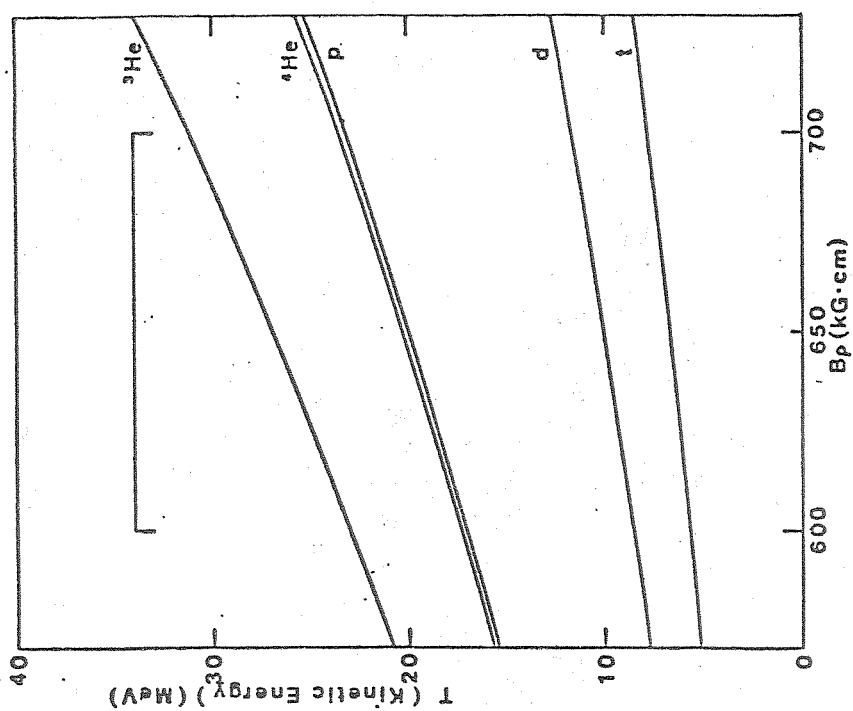


Fig. 3.8

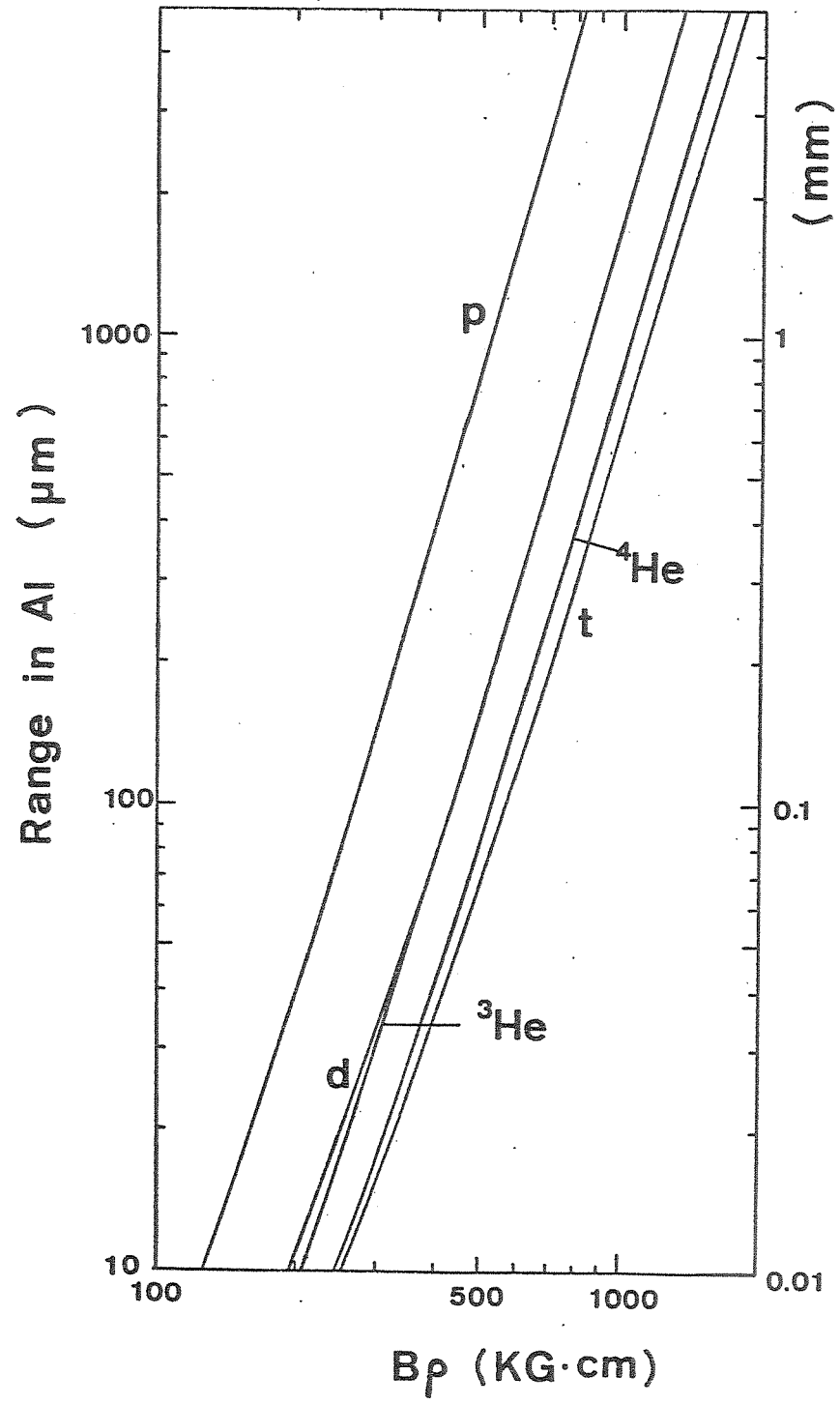


Fig. 3.9.

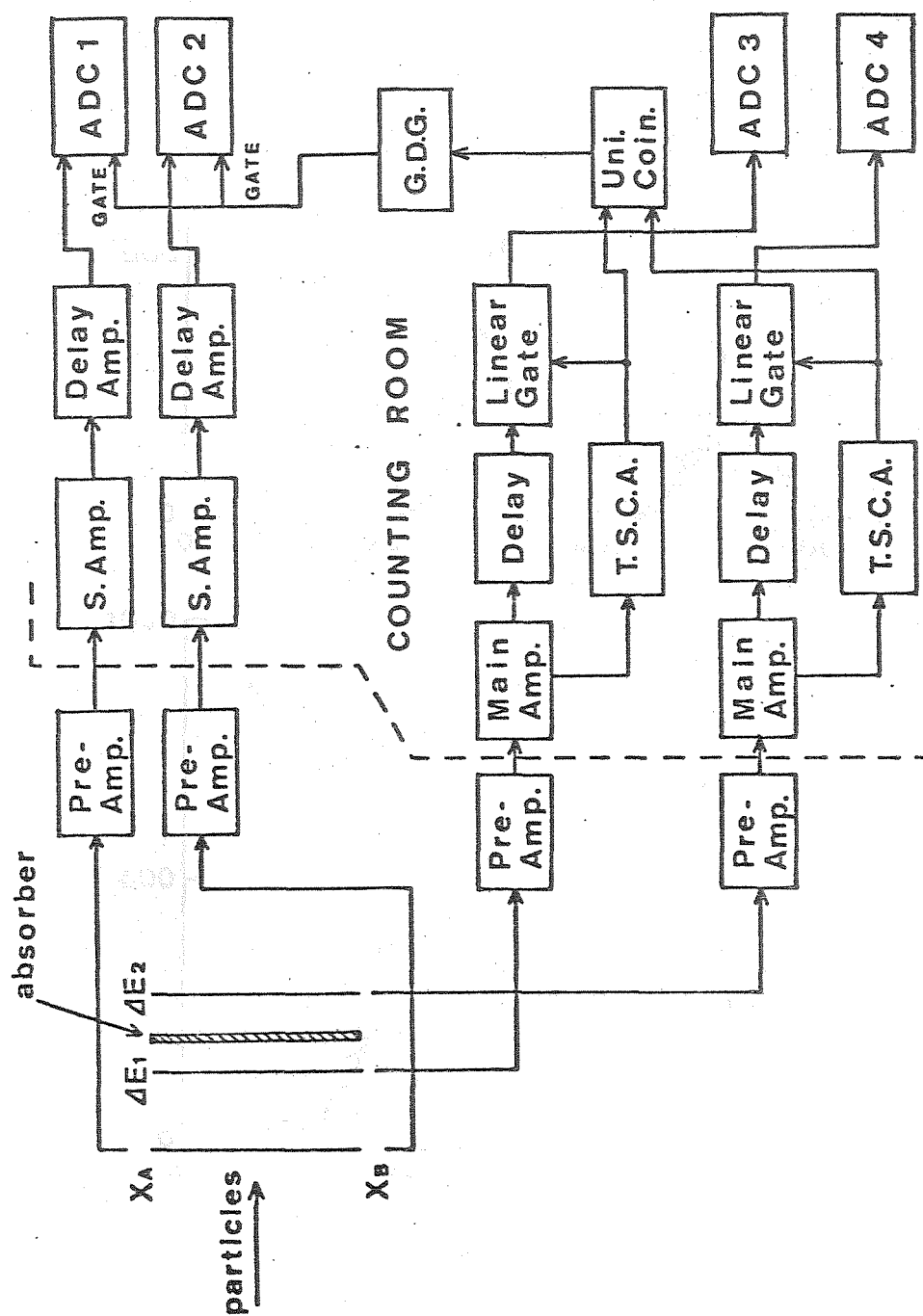


Fig. 3.10

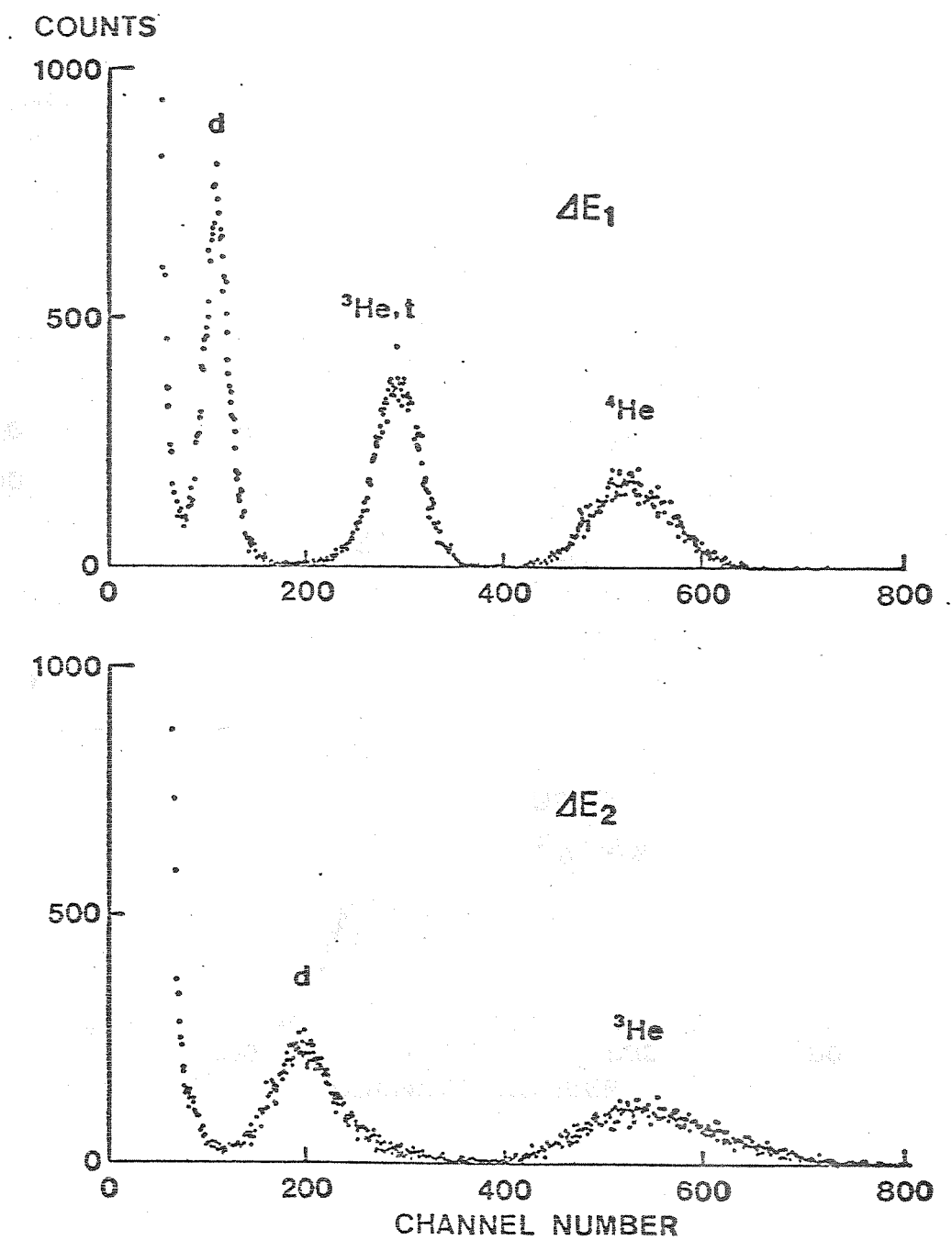


Fig. 3.11a

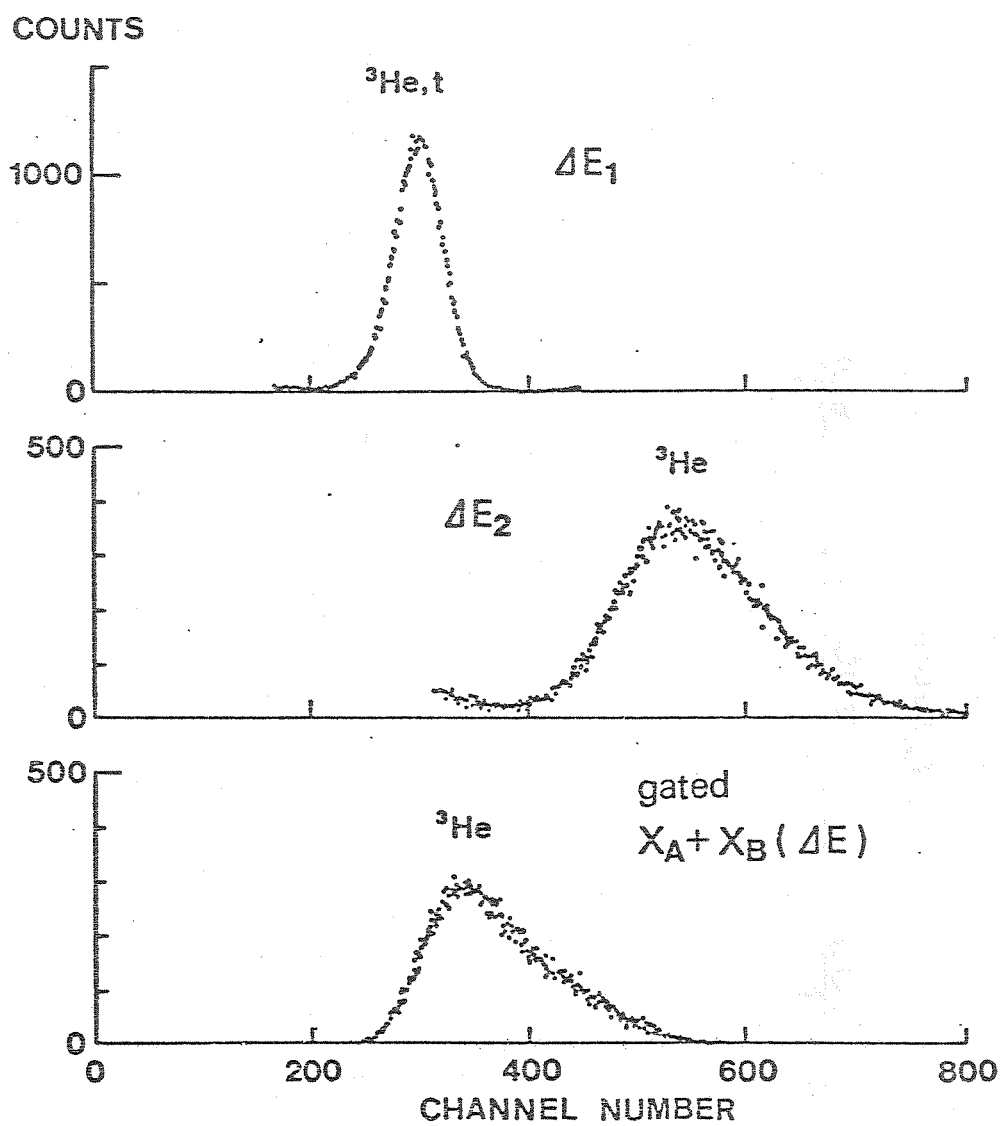


Fig. 3.11b

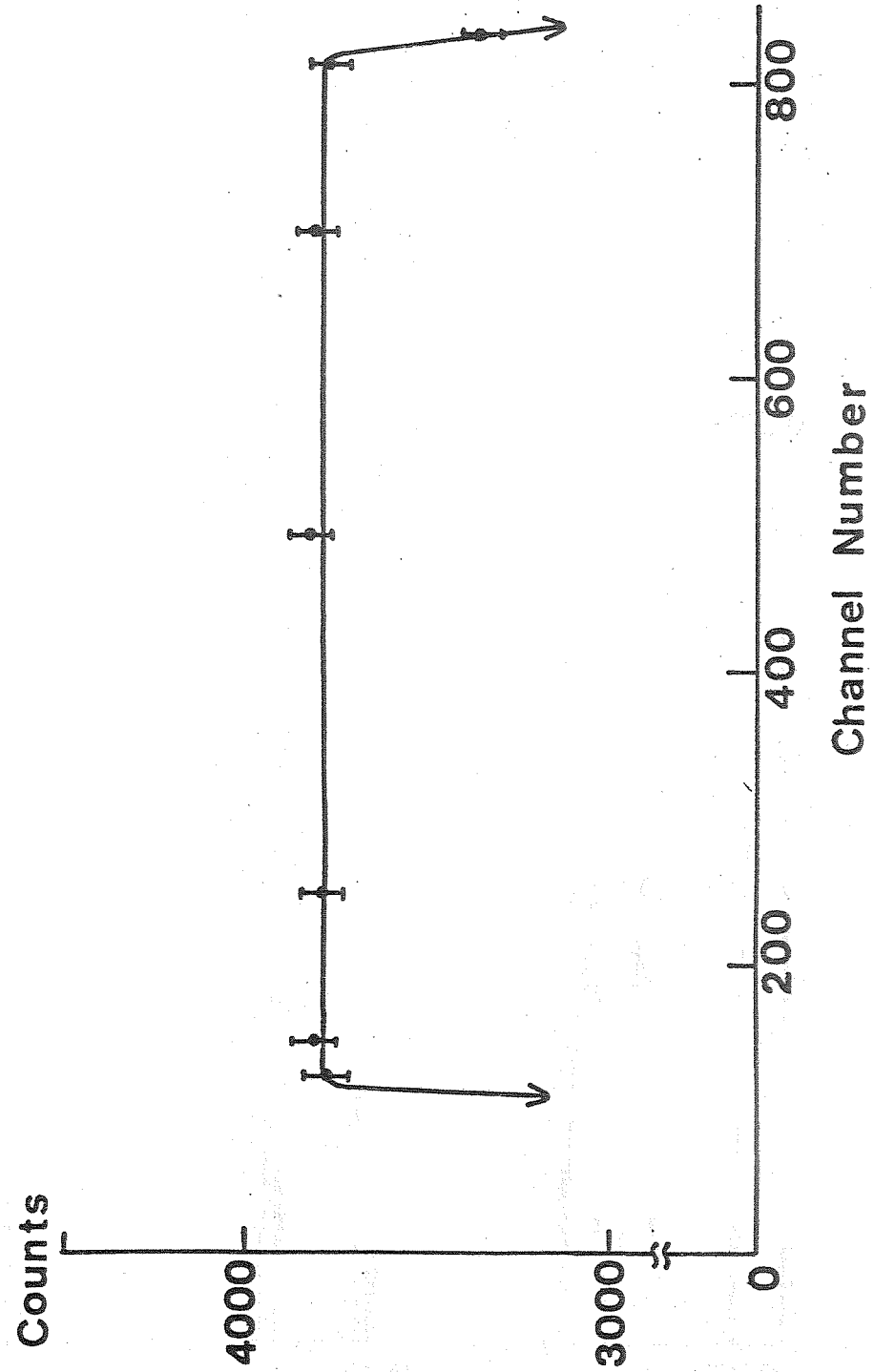


Fig. 3.12

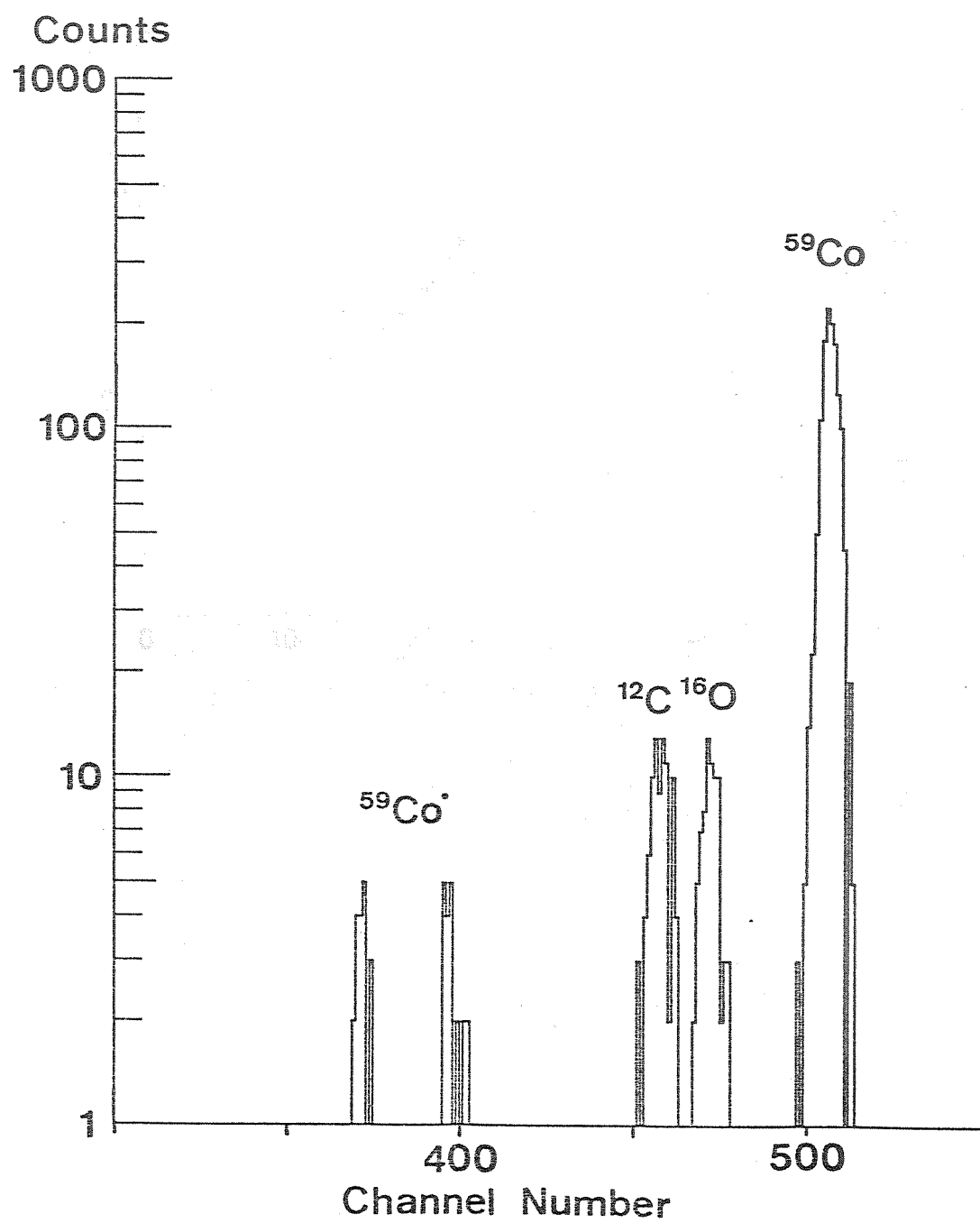


Fig. 4.1



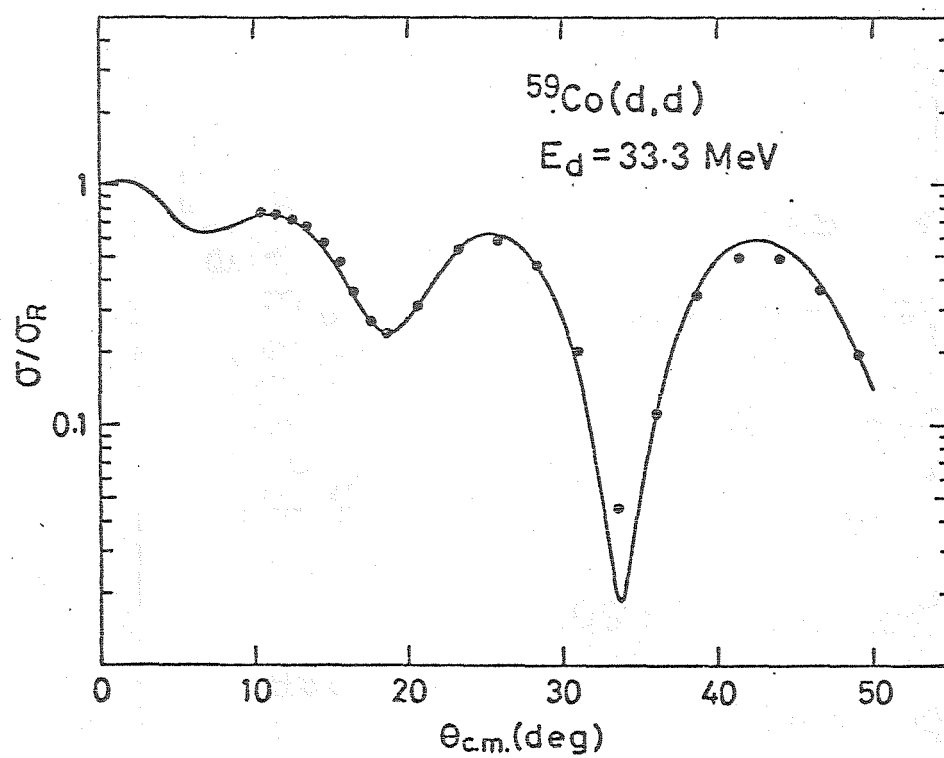


Fig. 4.2

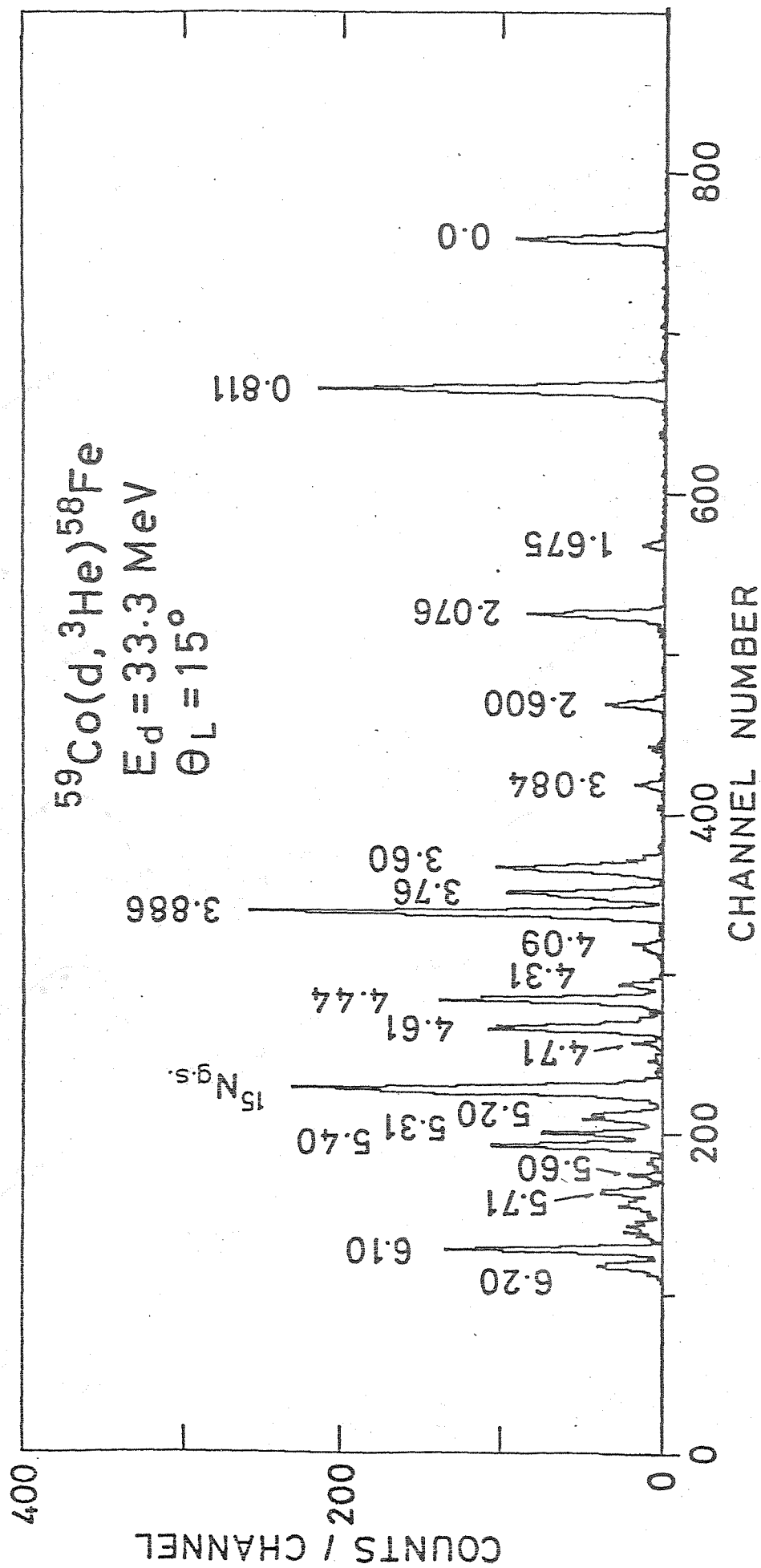


Fig. 4.3

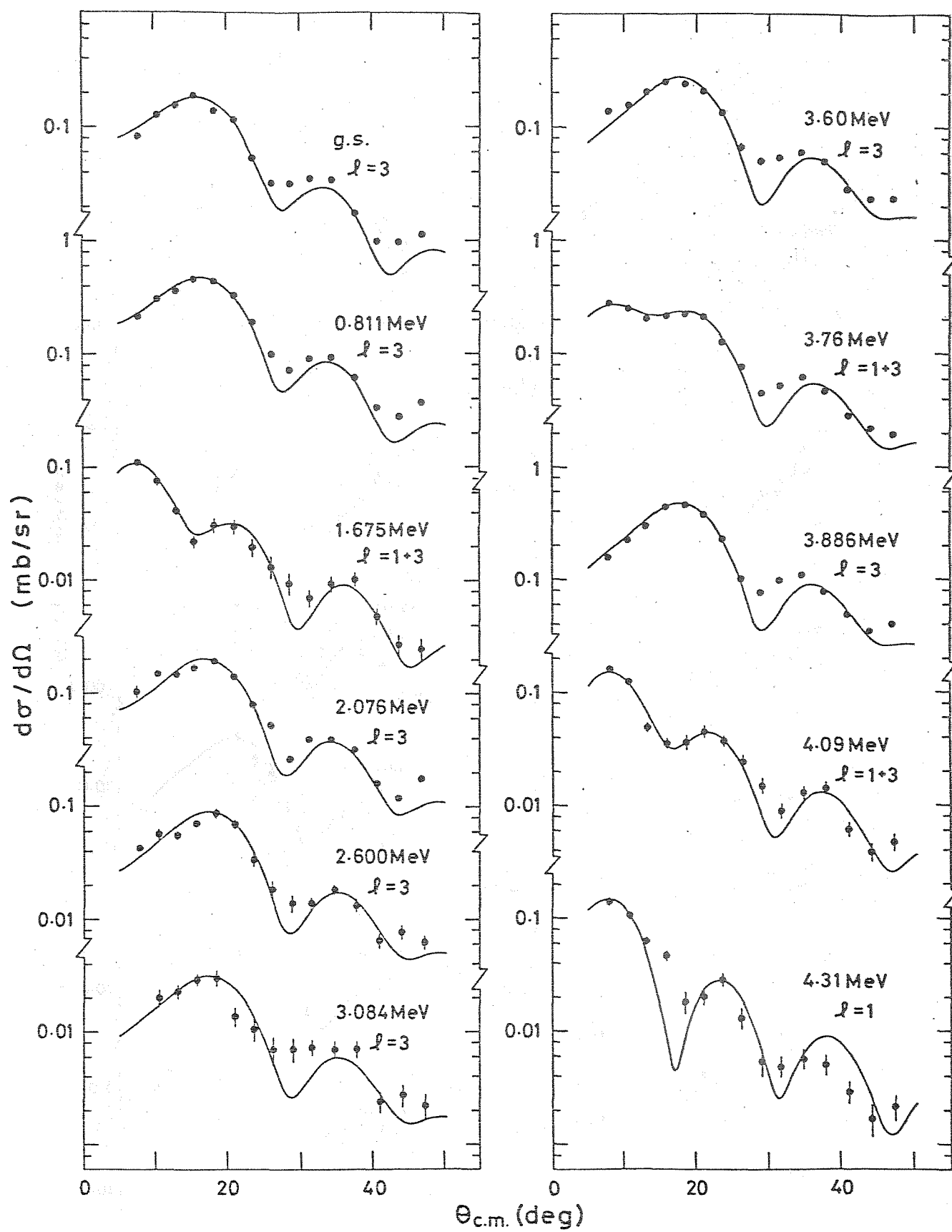


Fig. 4.4a

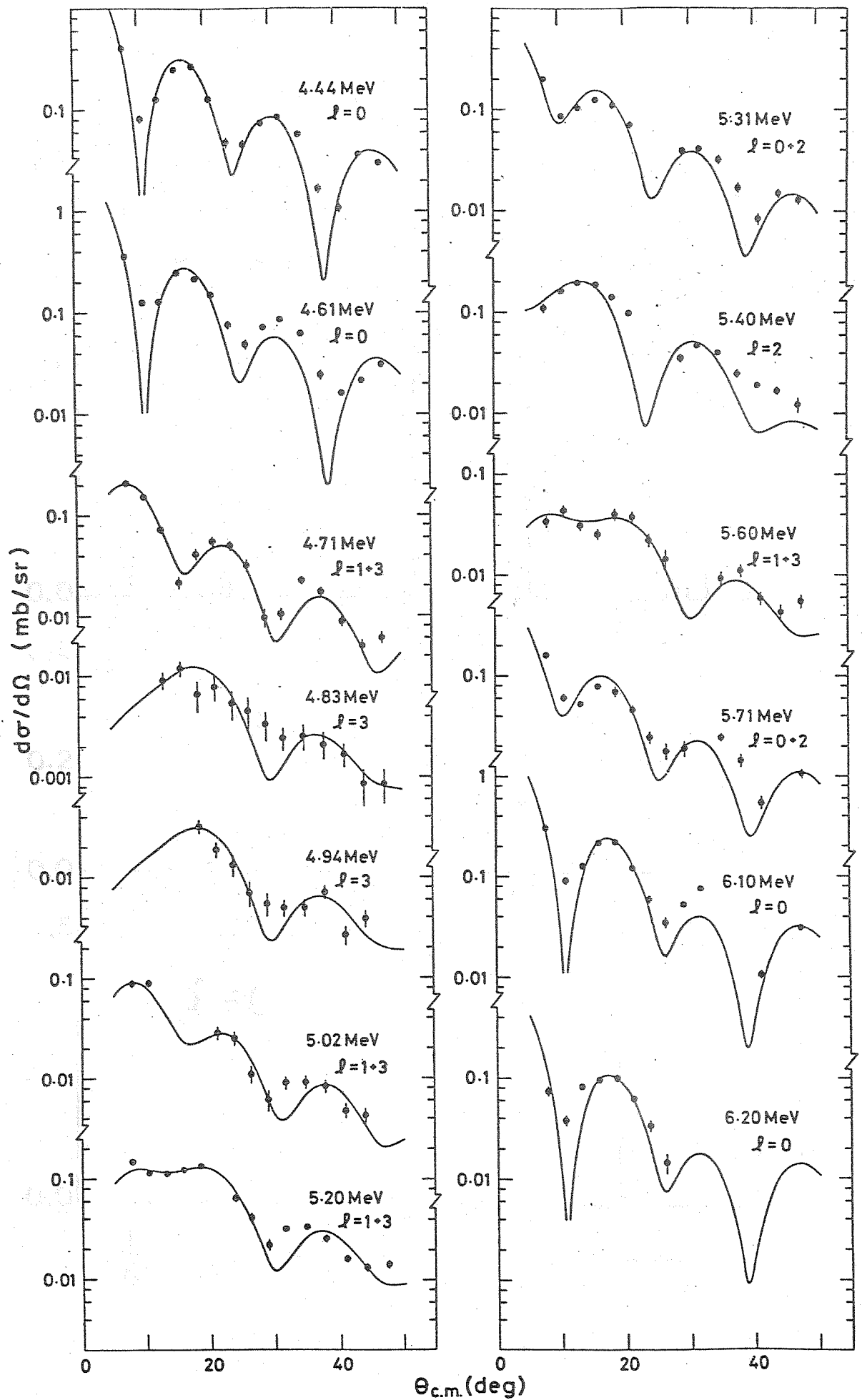


Fig. 4.4b

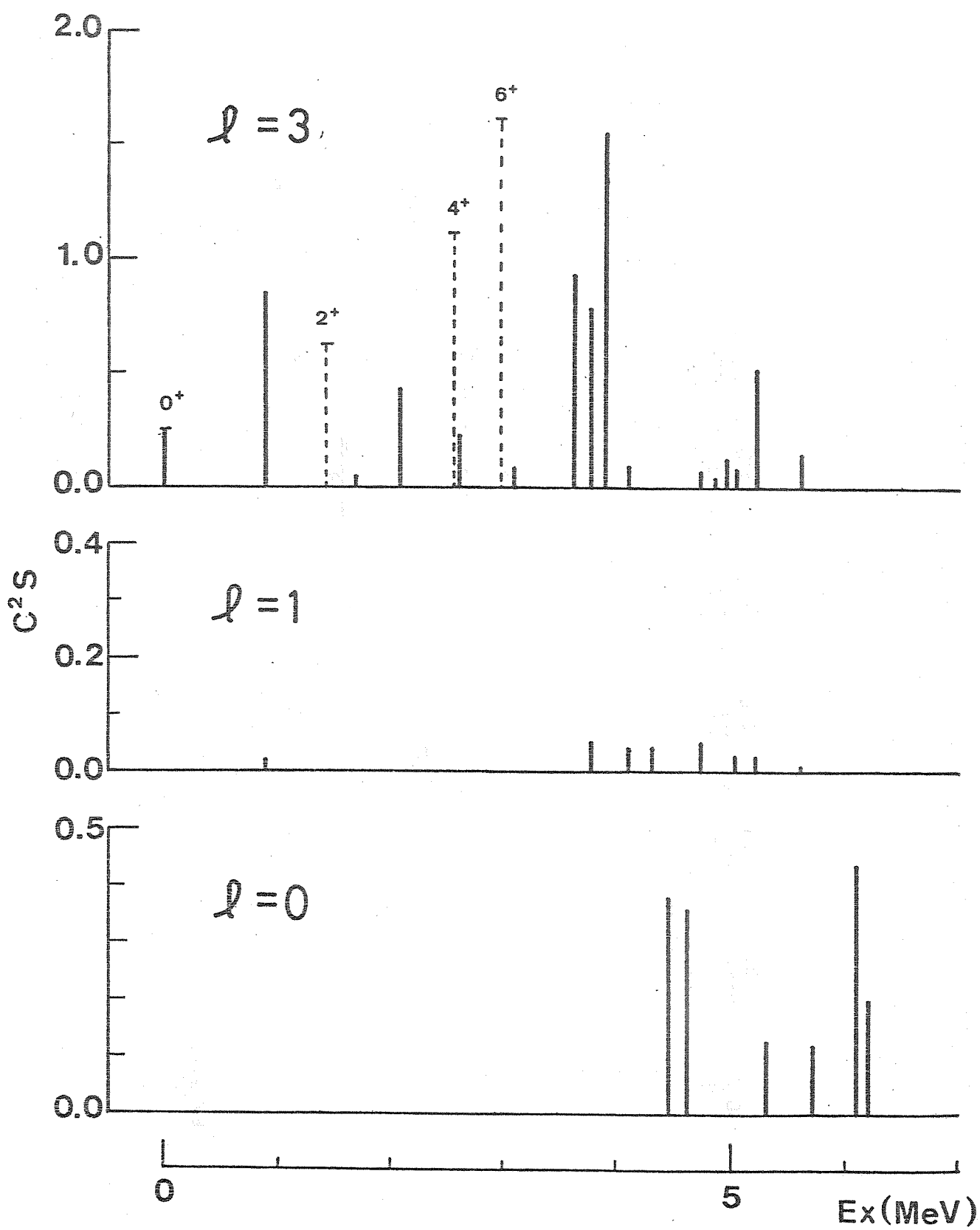


Fig. 5.1

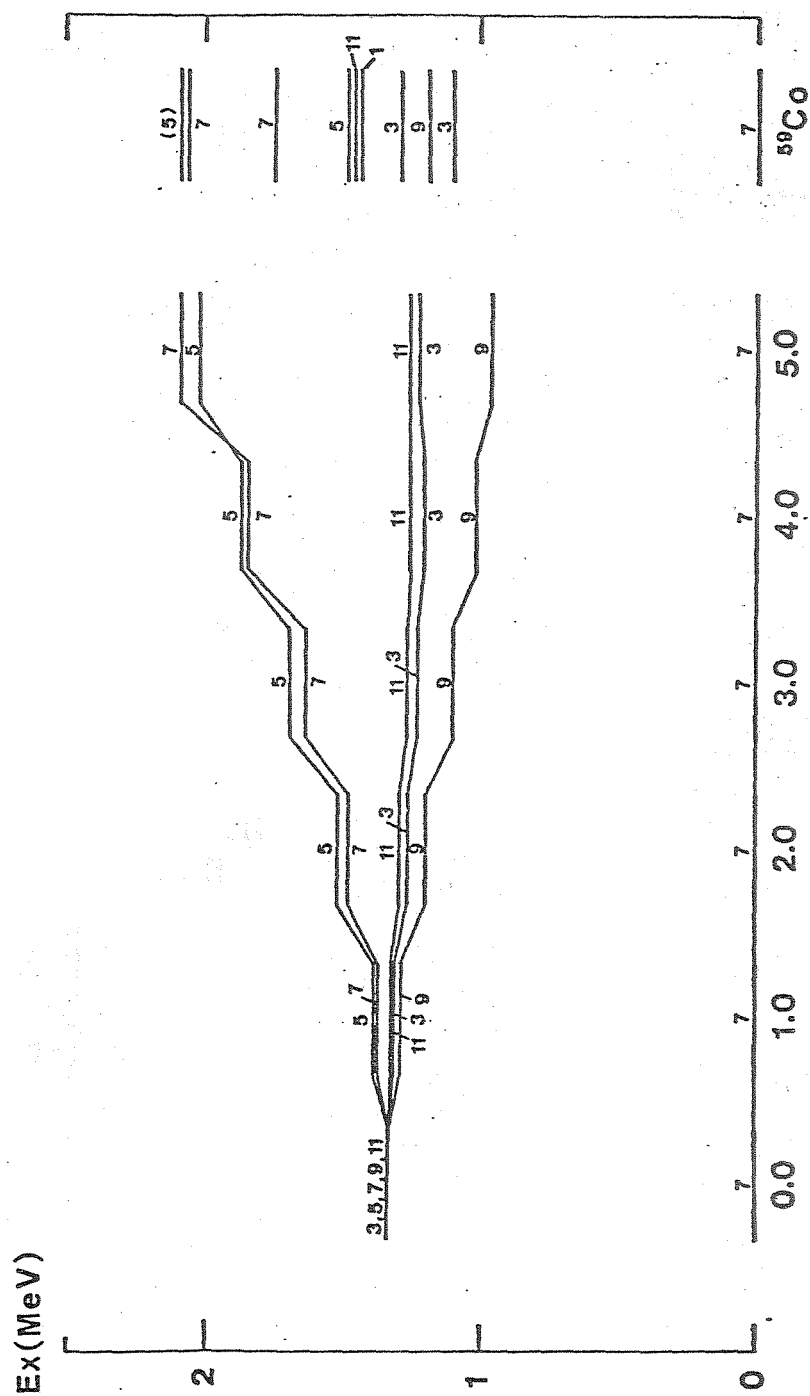


Fig. 5.2

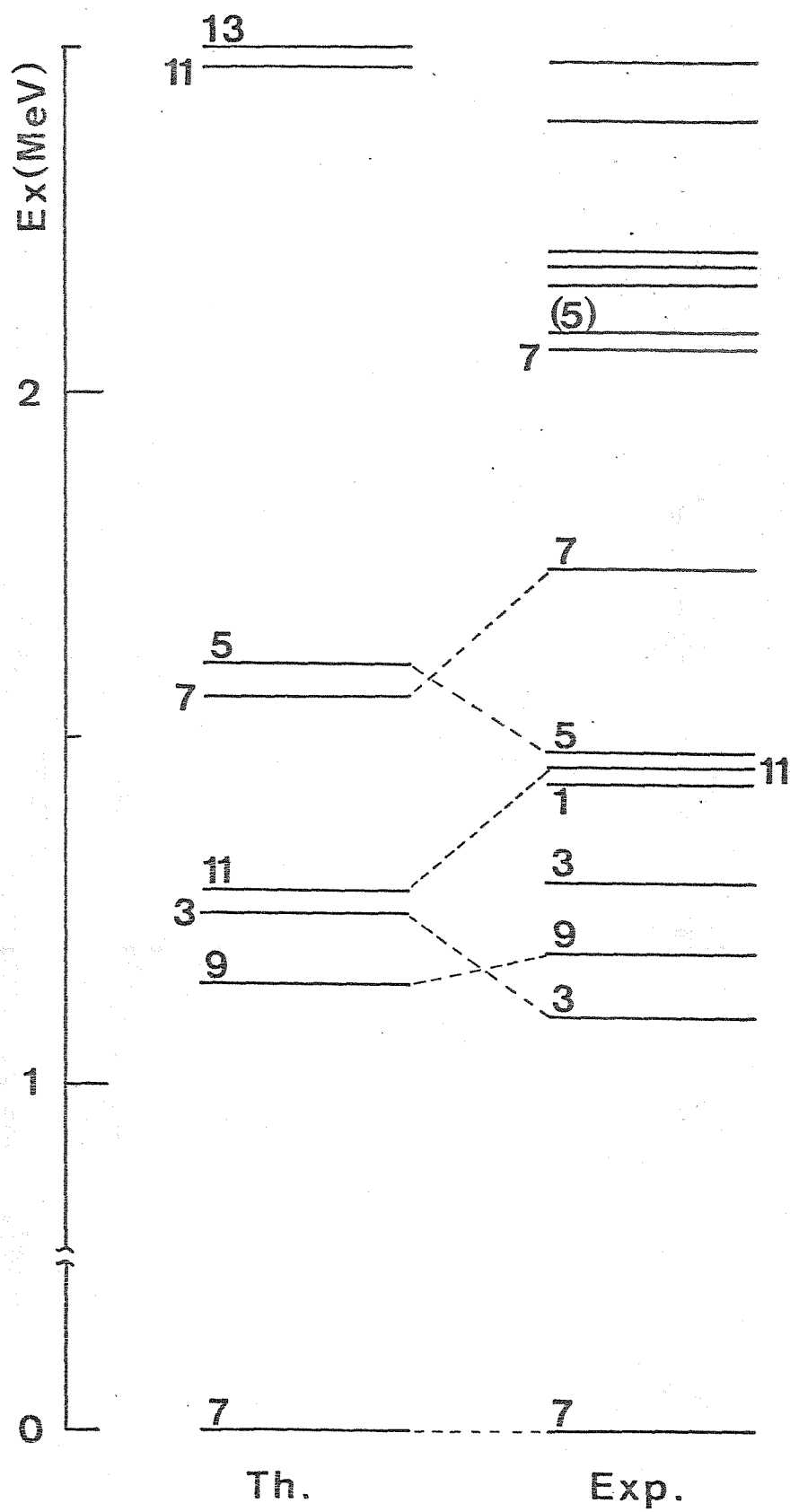
$^{59}\text{Co}$ 

Fig. 5.3

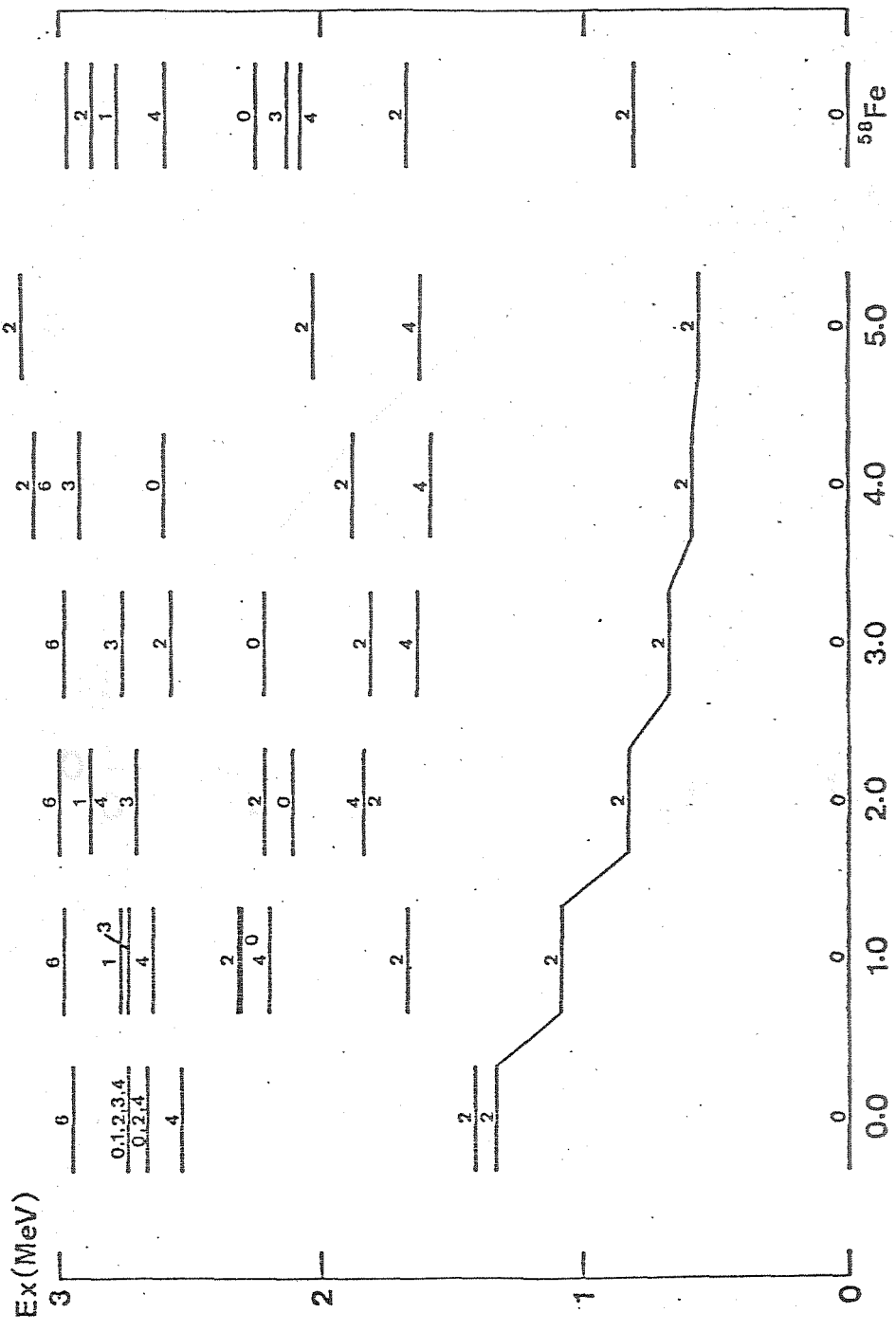


Fig. 5.4



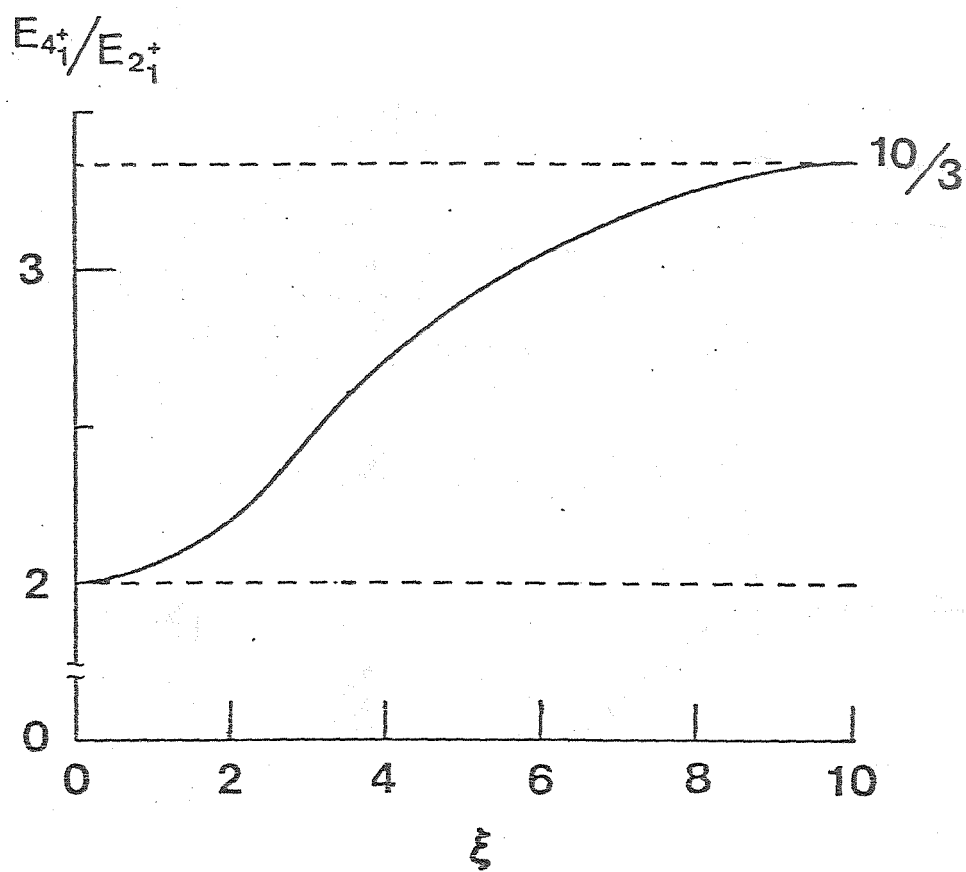


Fig. 5.5

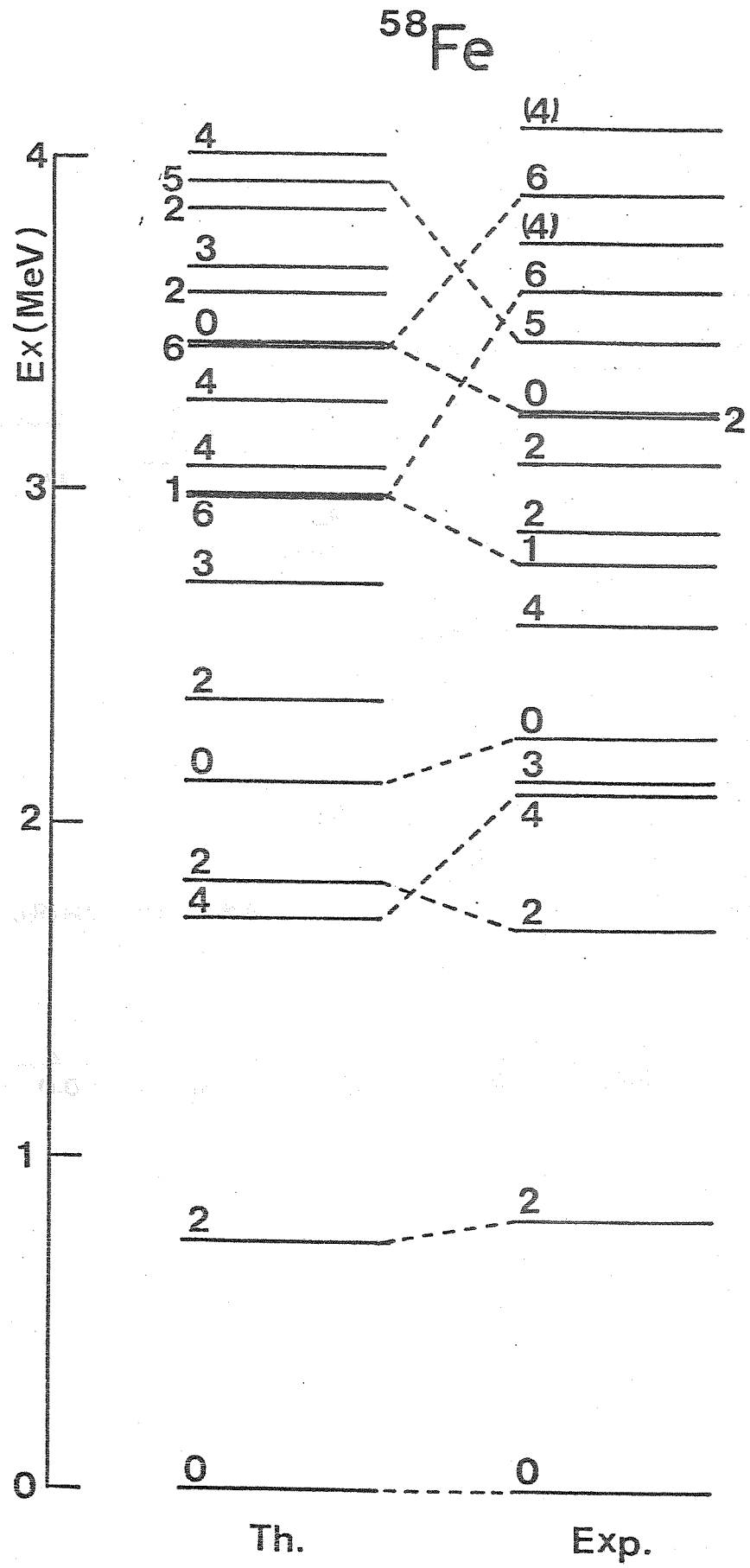


Fig. 5.6



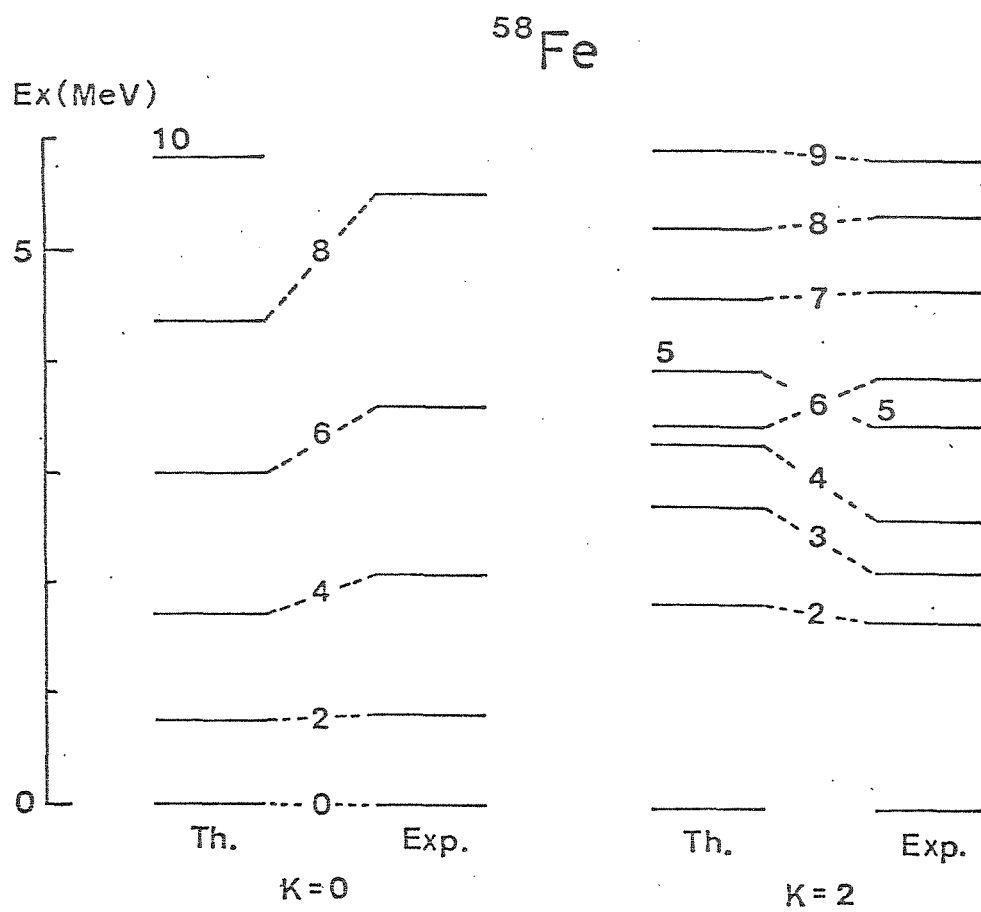


Fig. 5.8

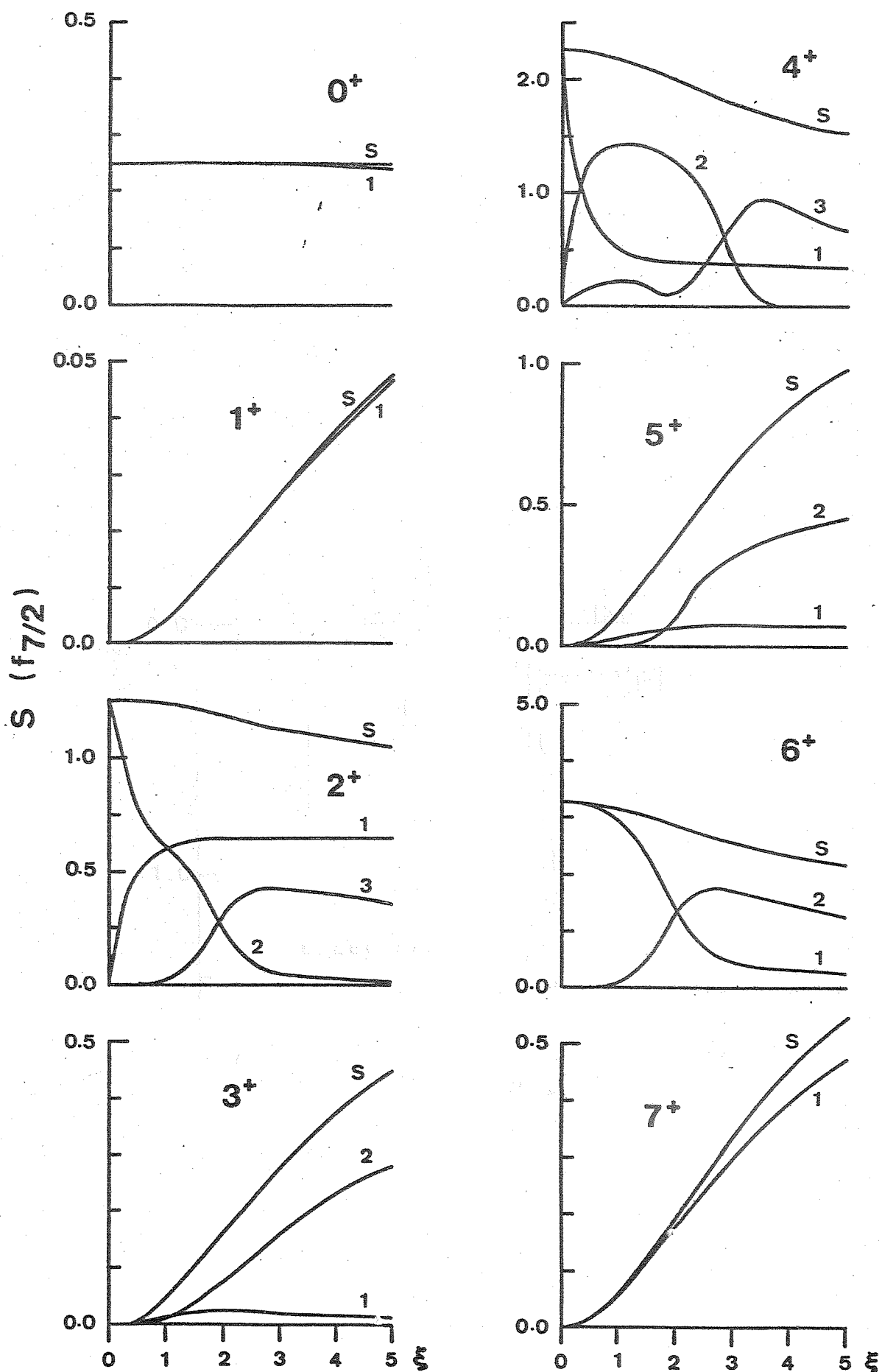


Fig. 5.9

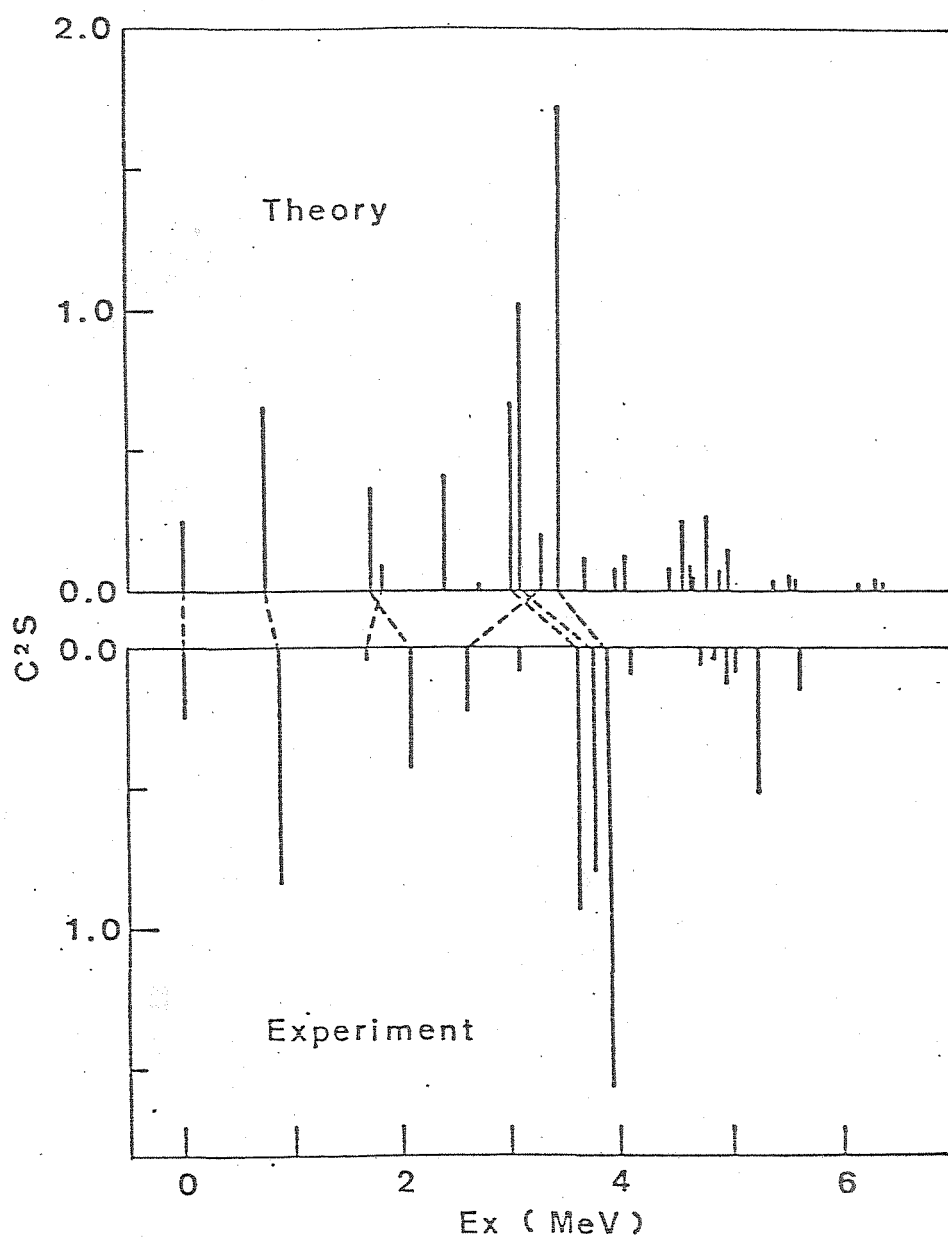


Fig. 5.10

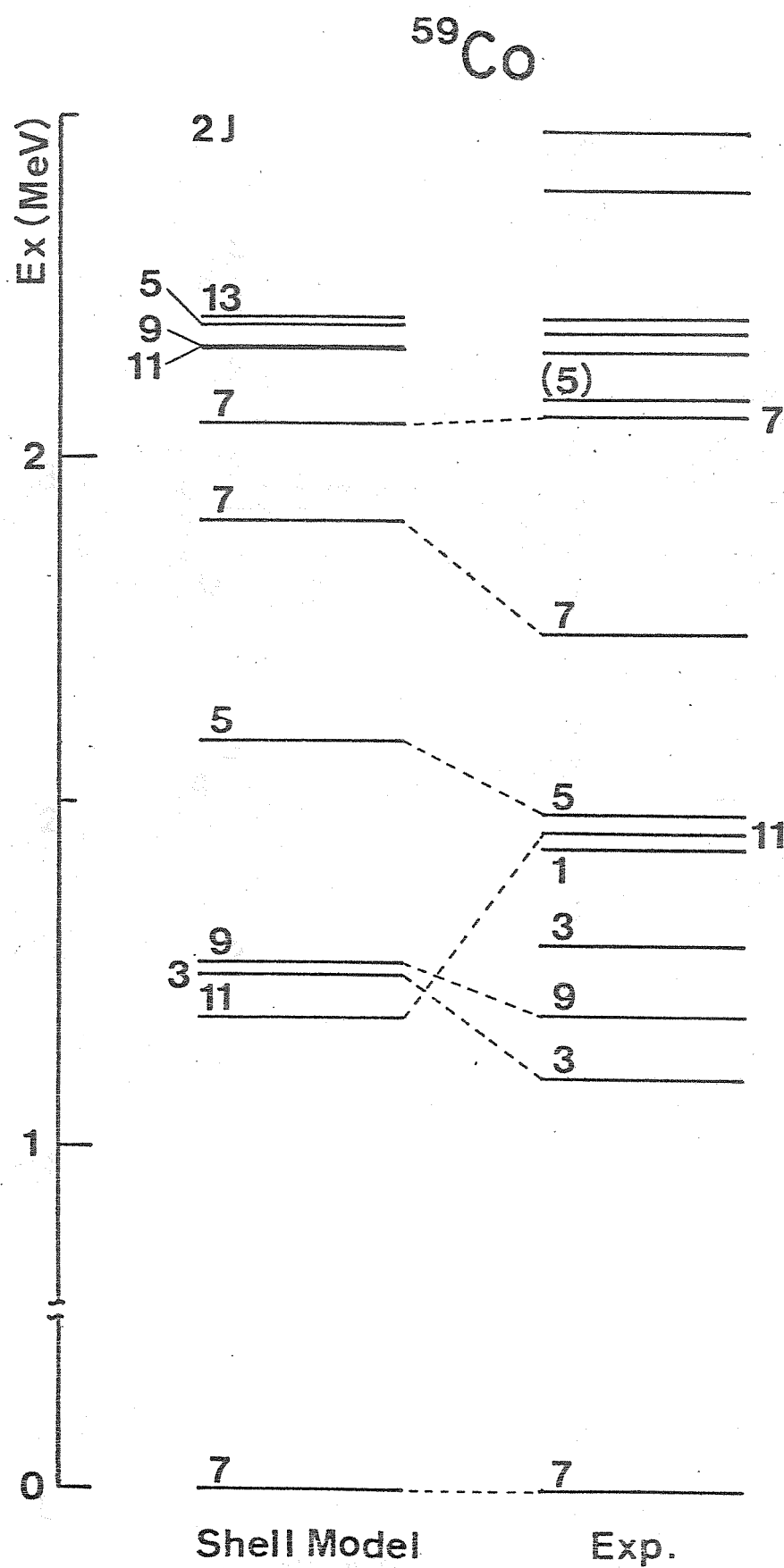


Fig. 5.11

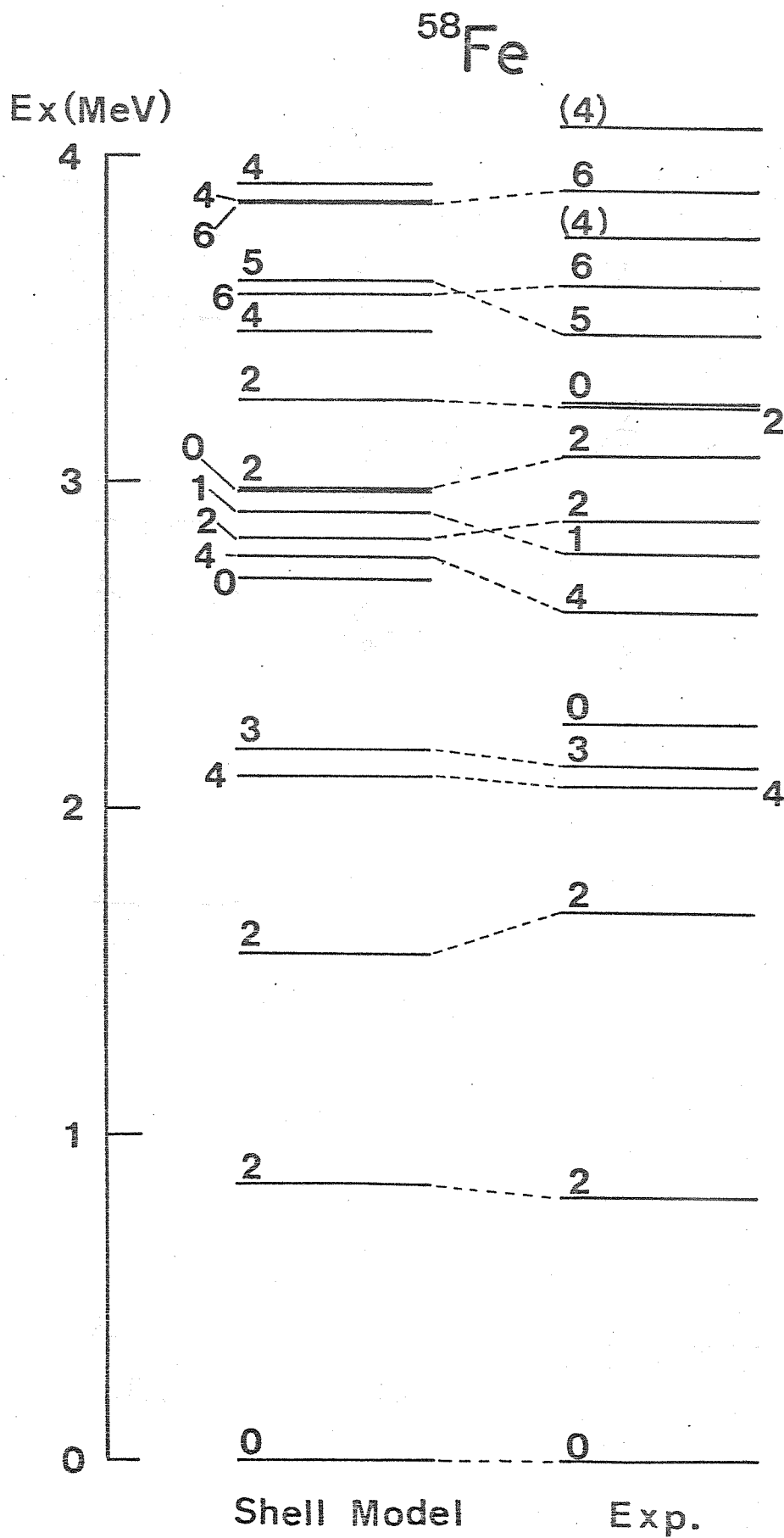


Fig. 5.12



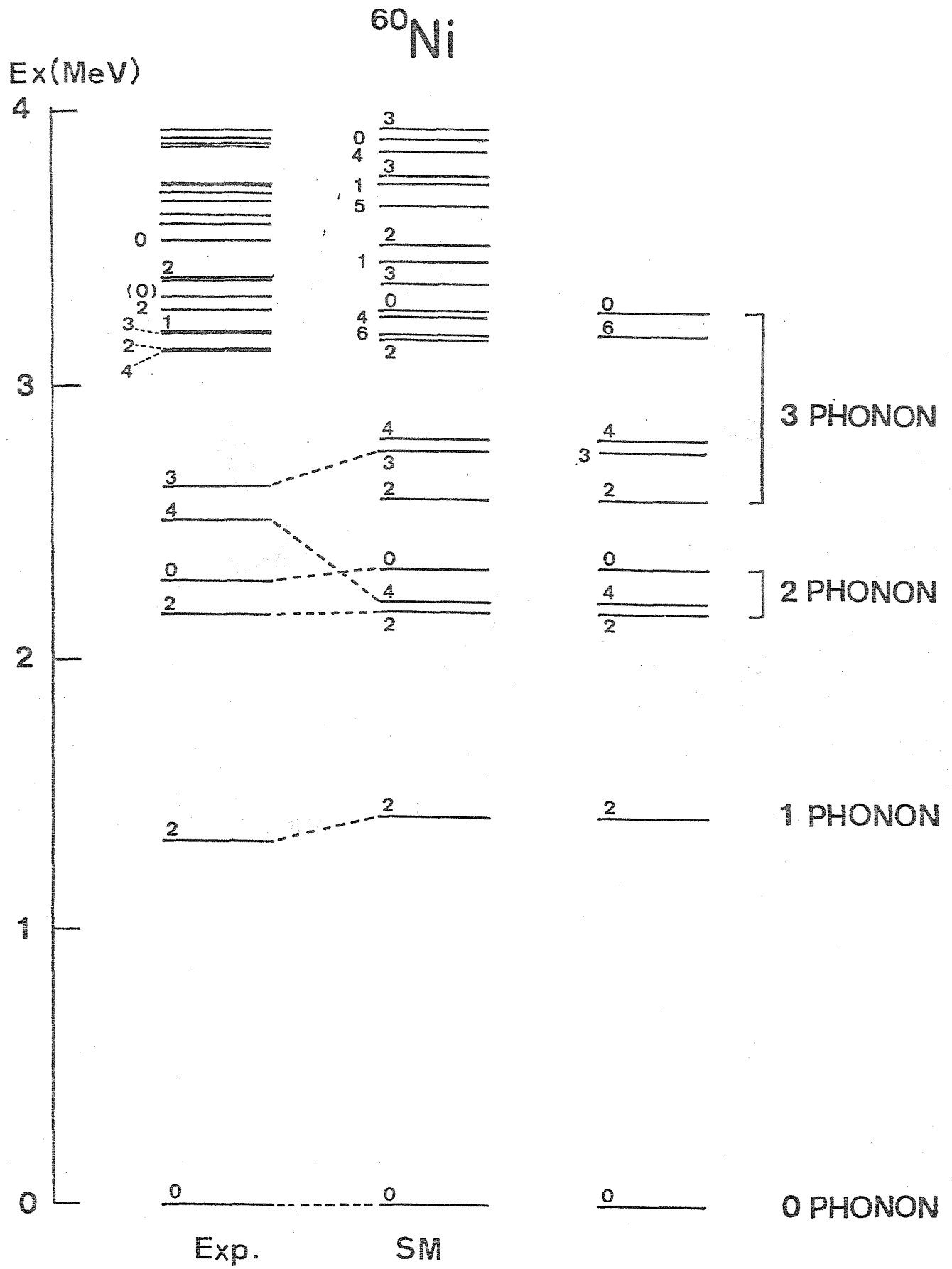


Fig. 5.13



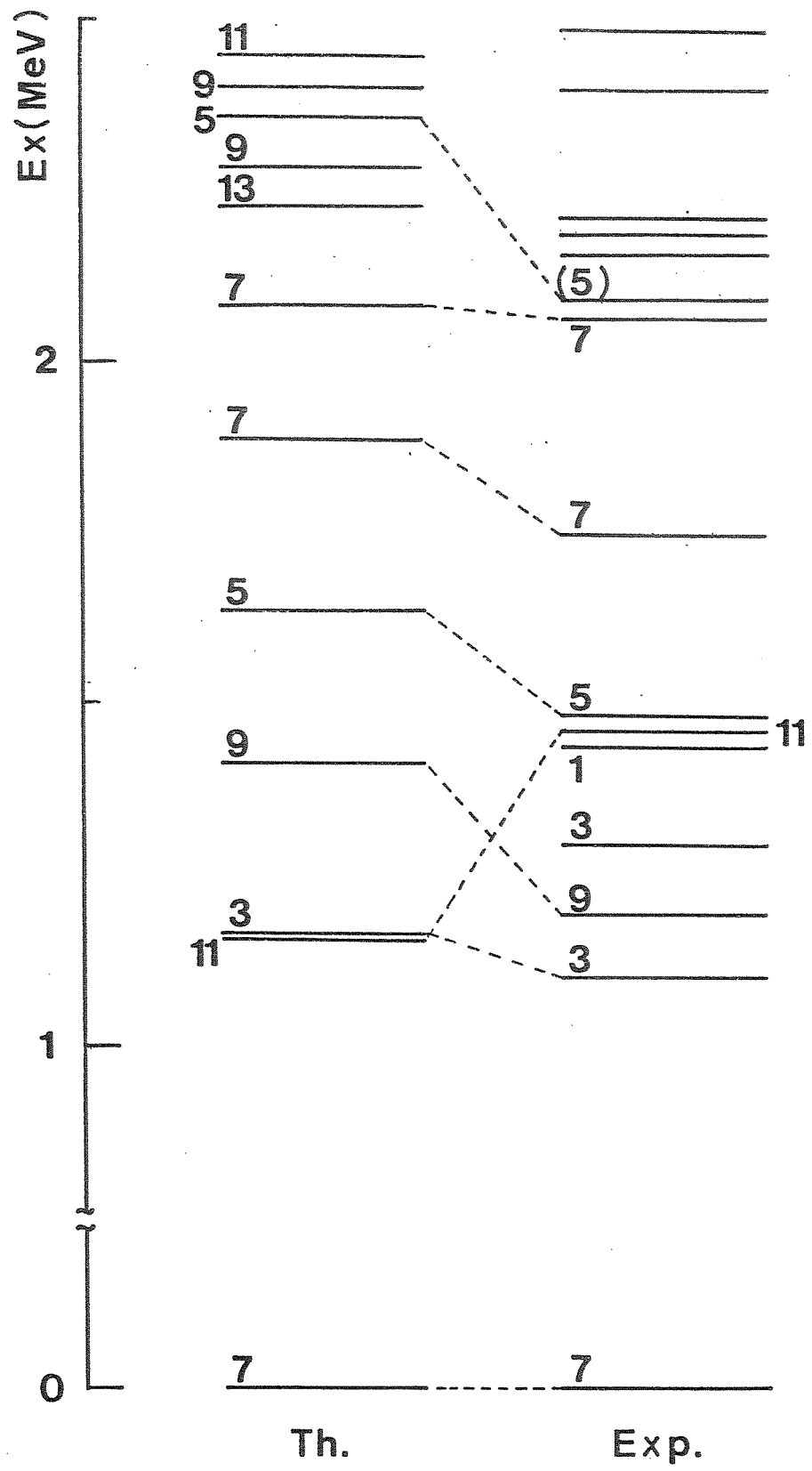
$^{59}\text{Co}$ 

Fig. 5.15

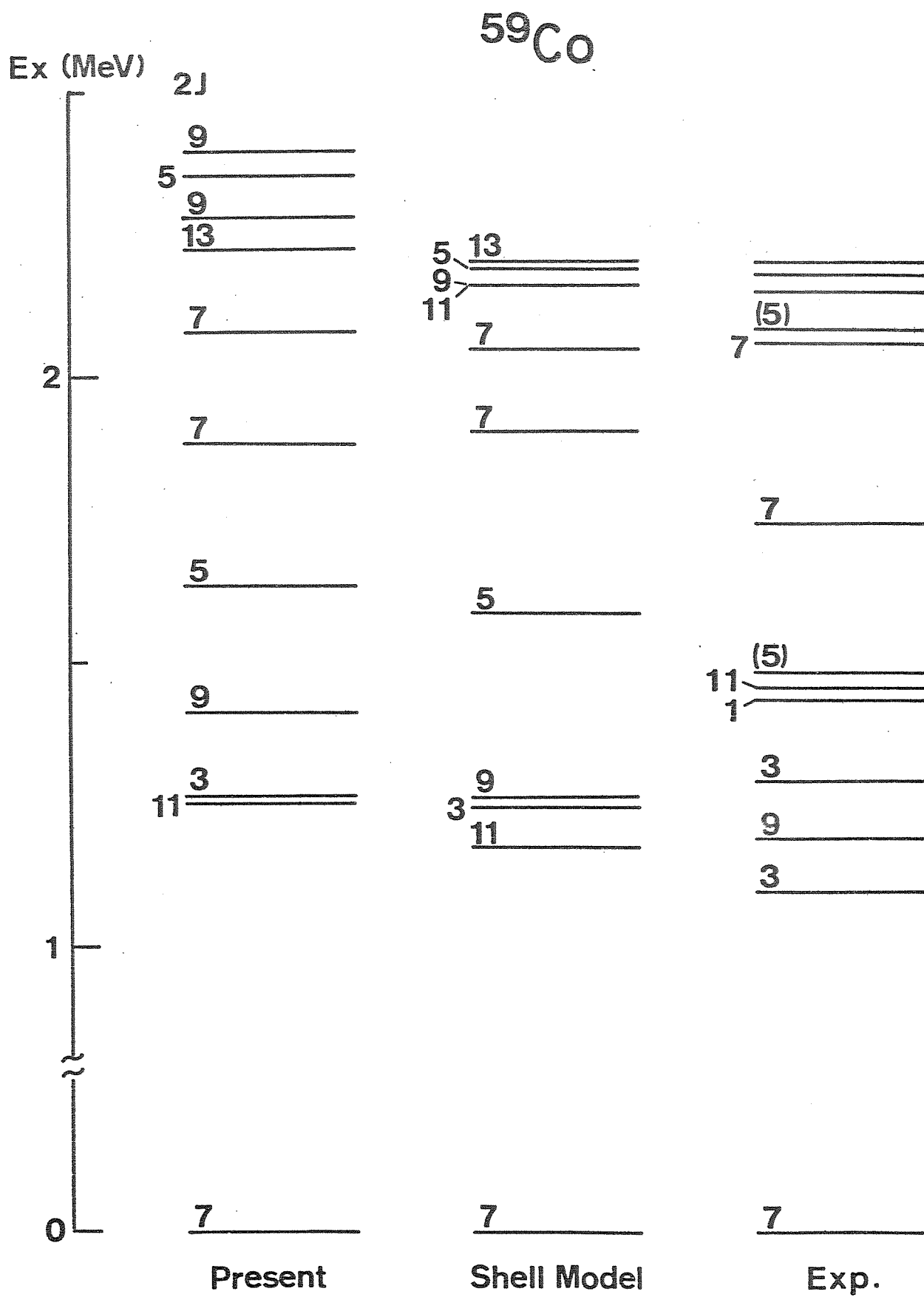


Fig. 5.16

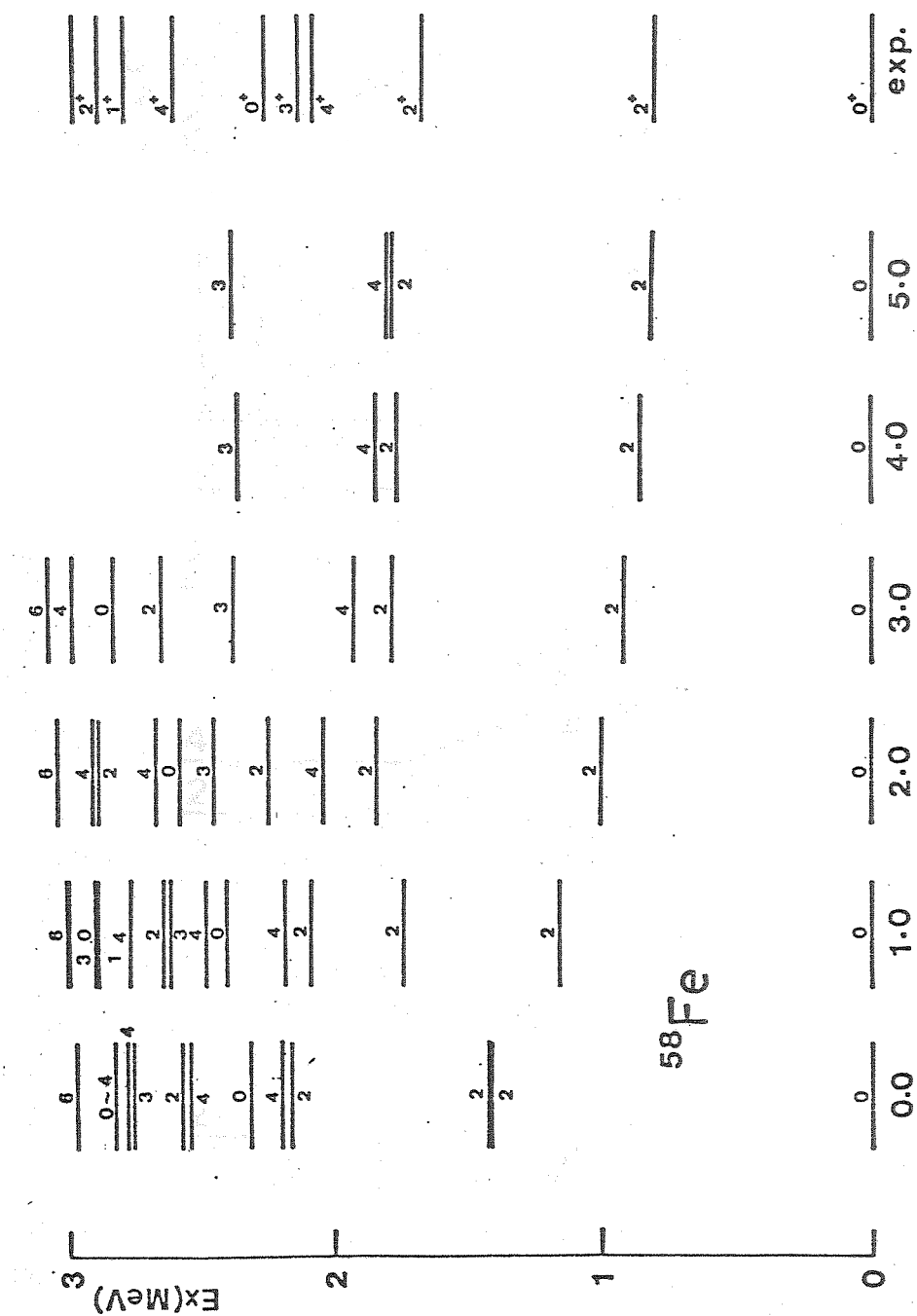


Fig. 5.17

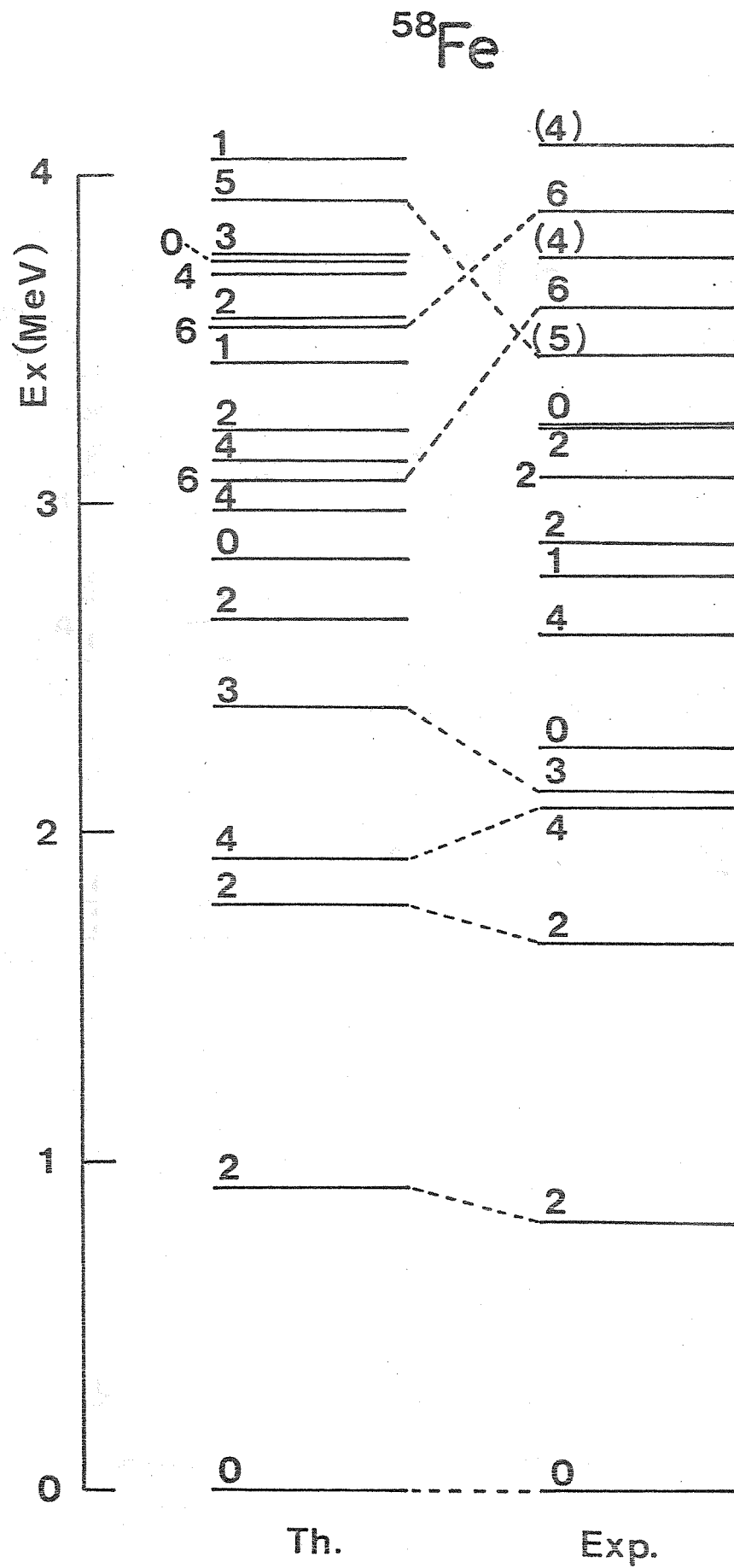


Fig. 5.18

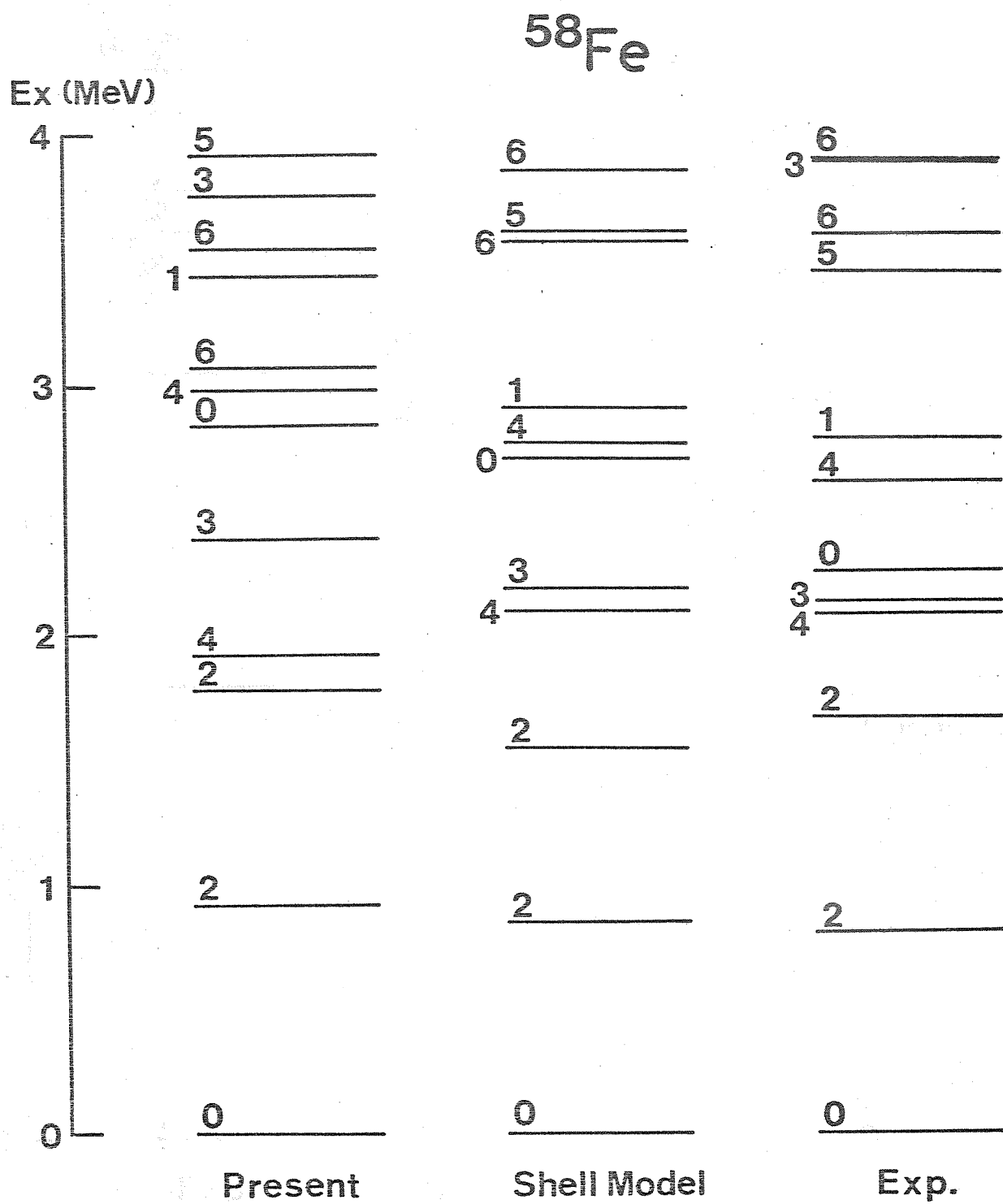


Fig. 5.19

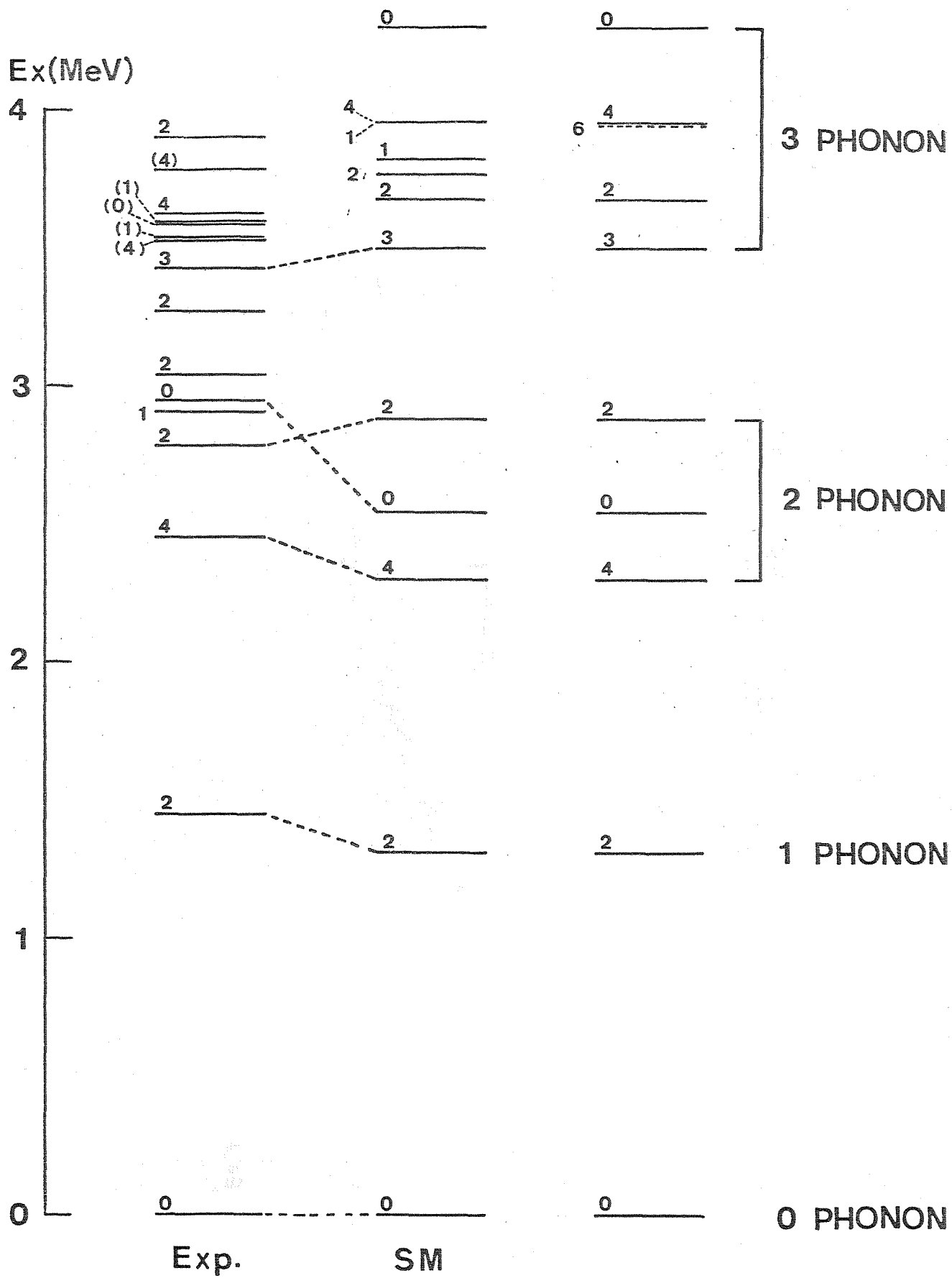


Fig. 5.20



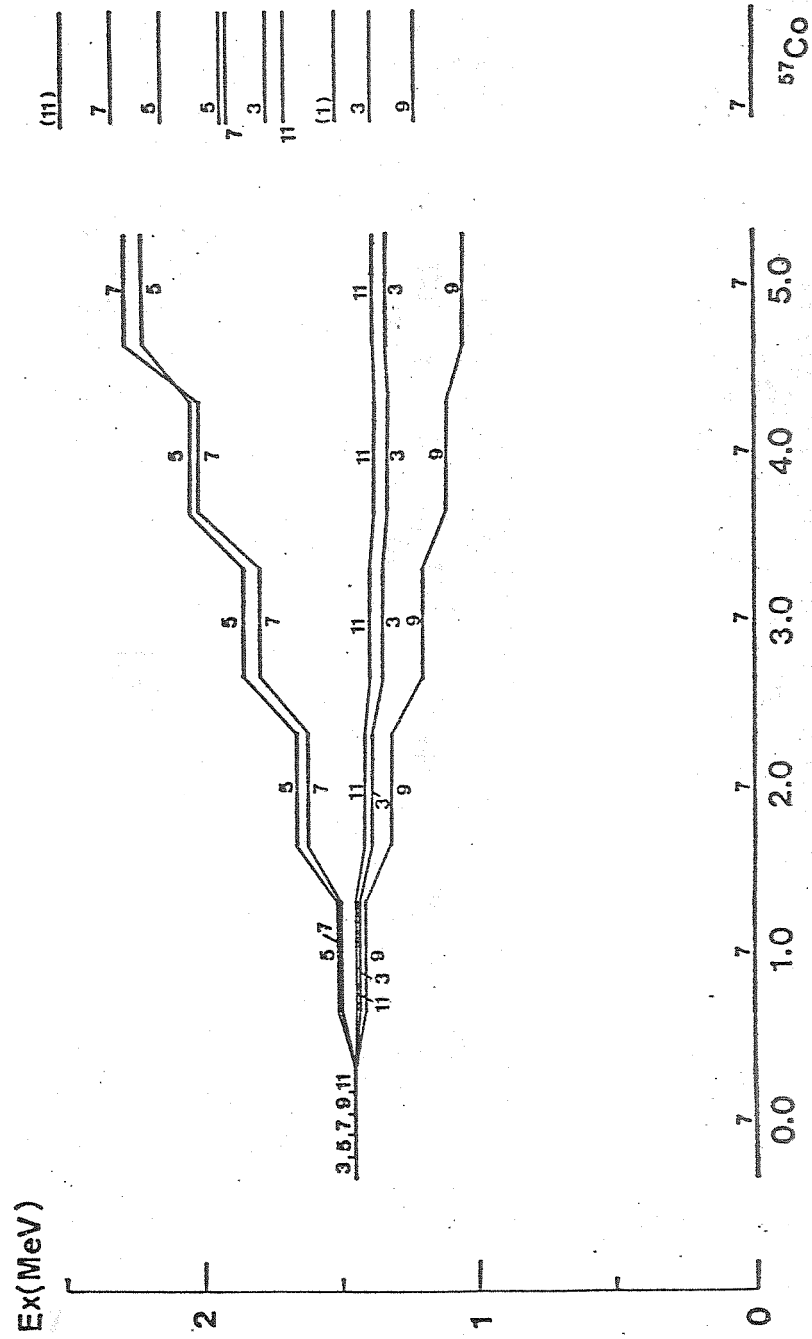


Fig. 5.21

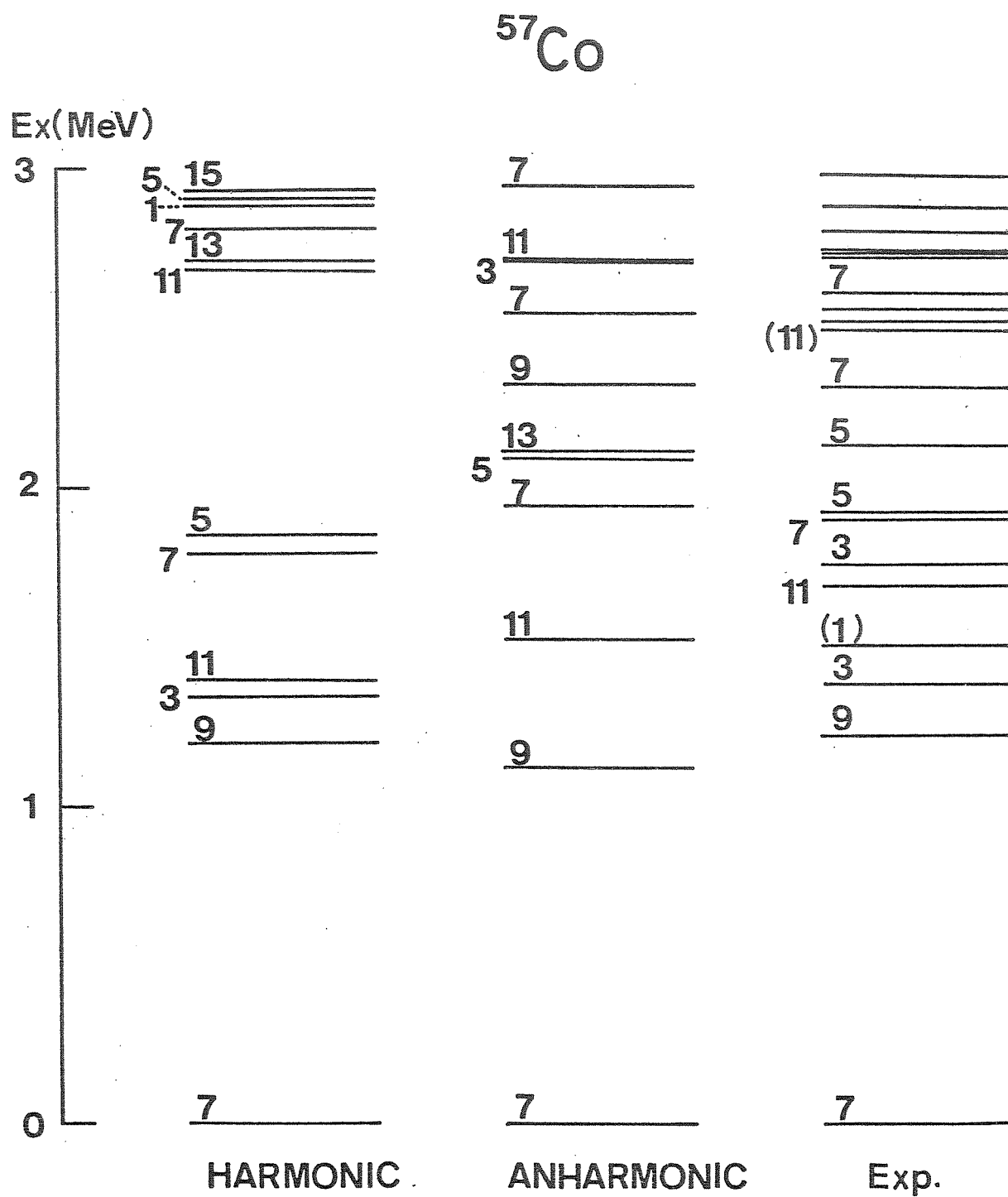


Fig. 5.22

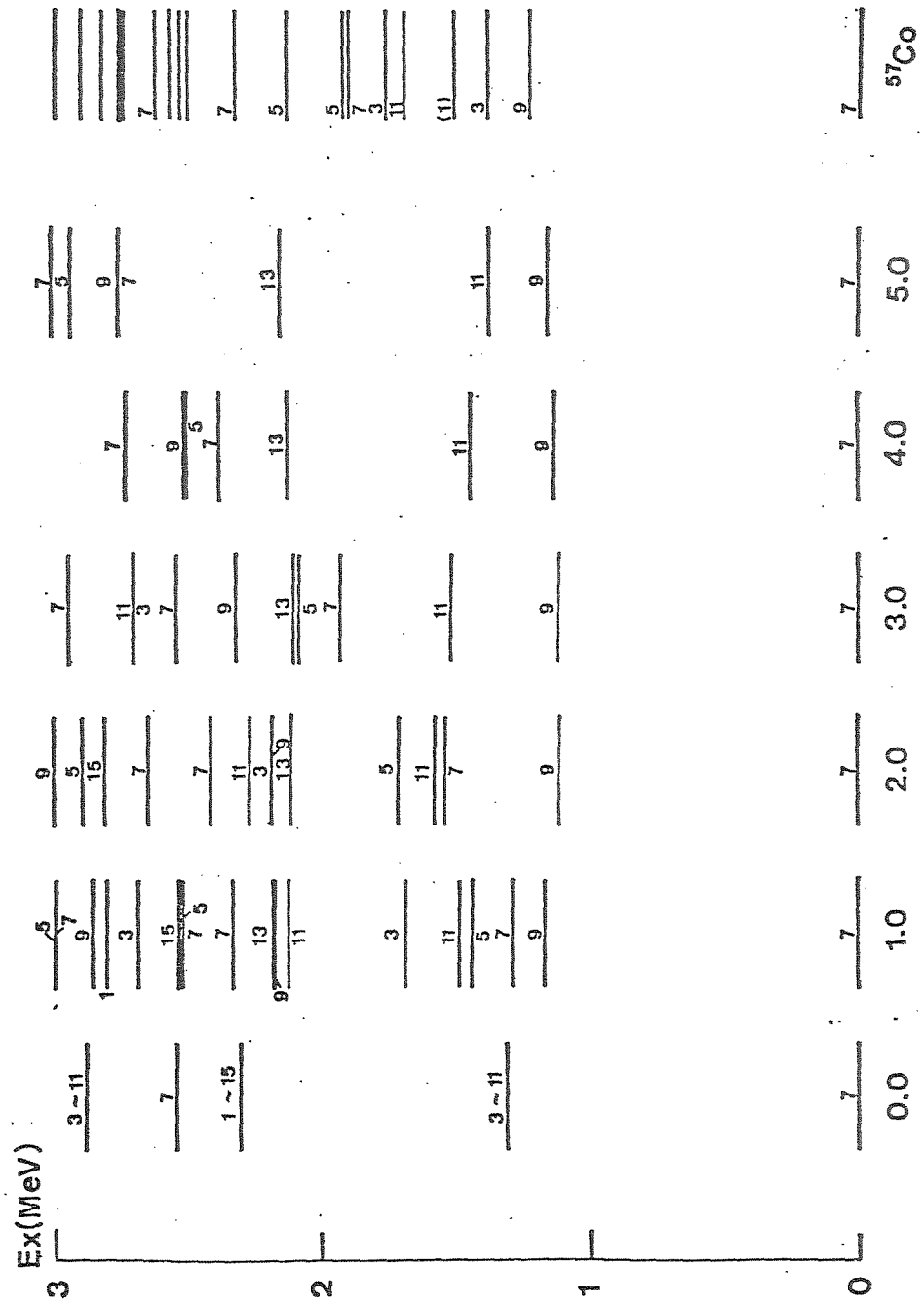


Fig. 5.23



Fig. 5.24

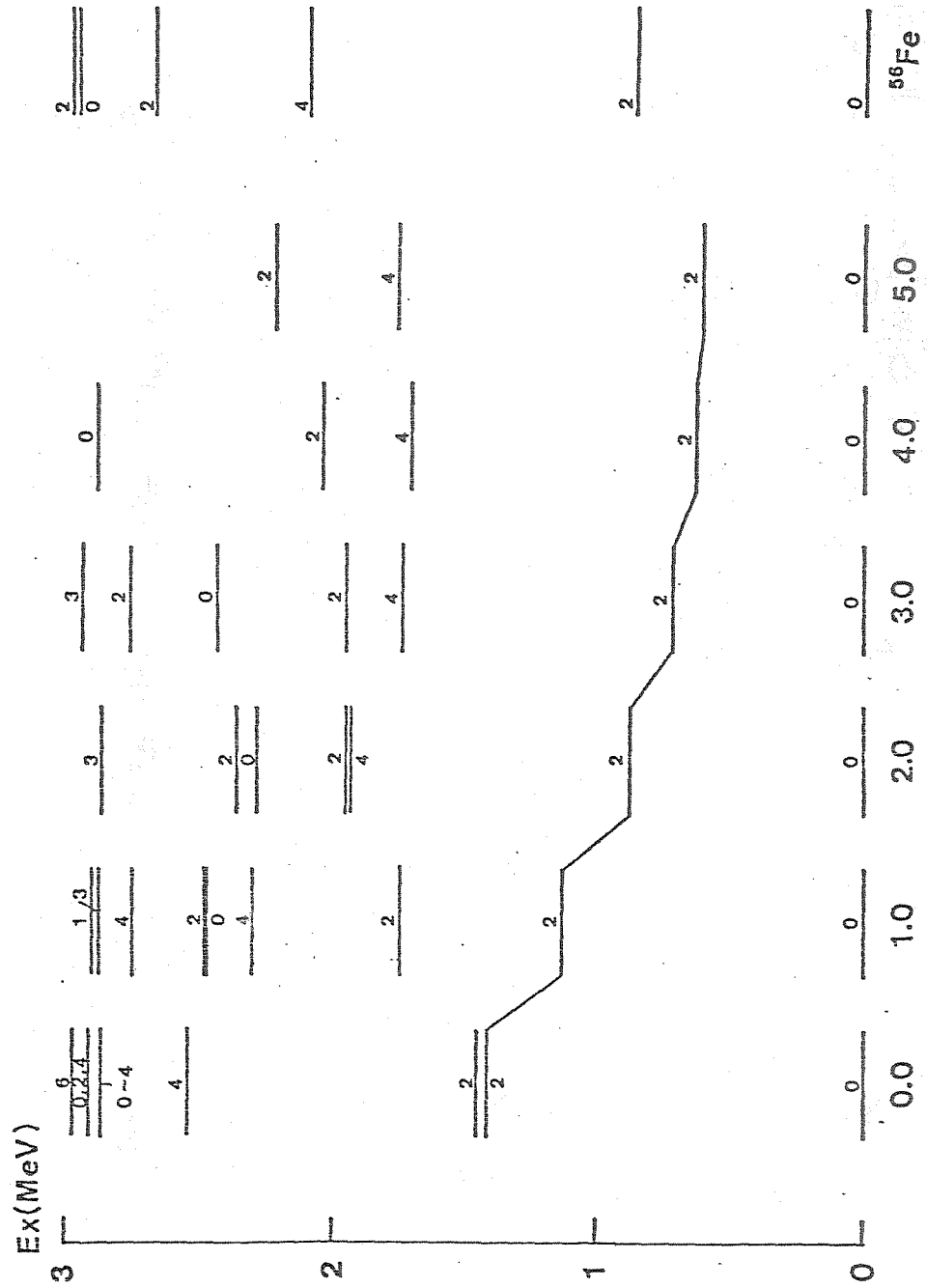


Fig. 5.25

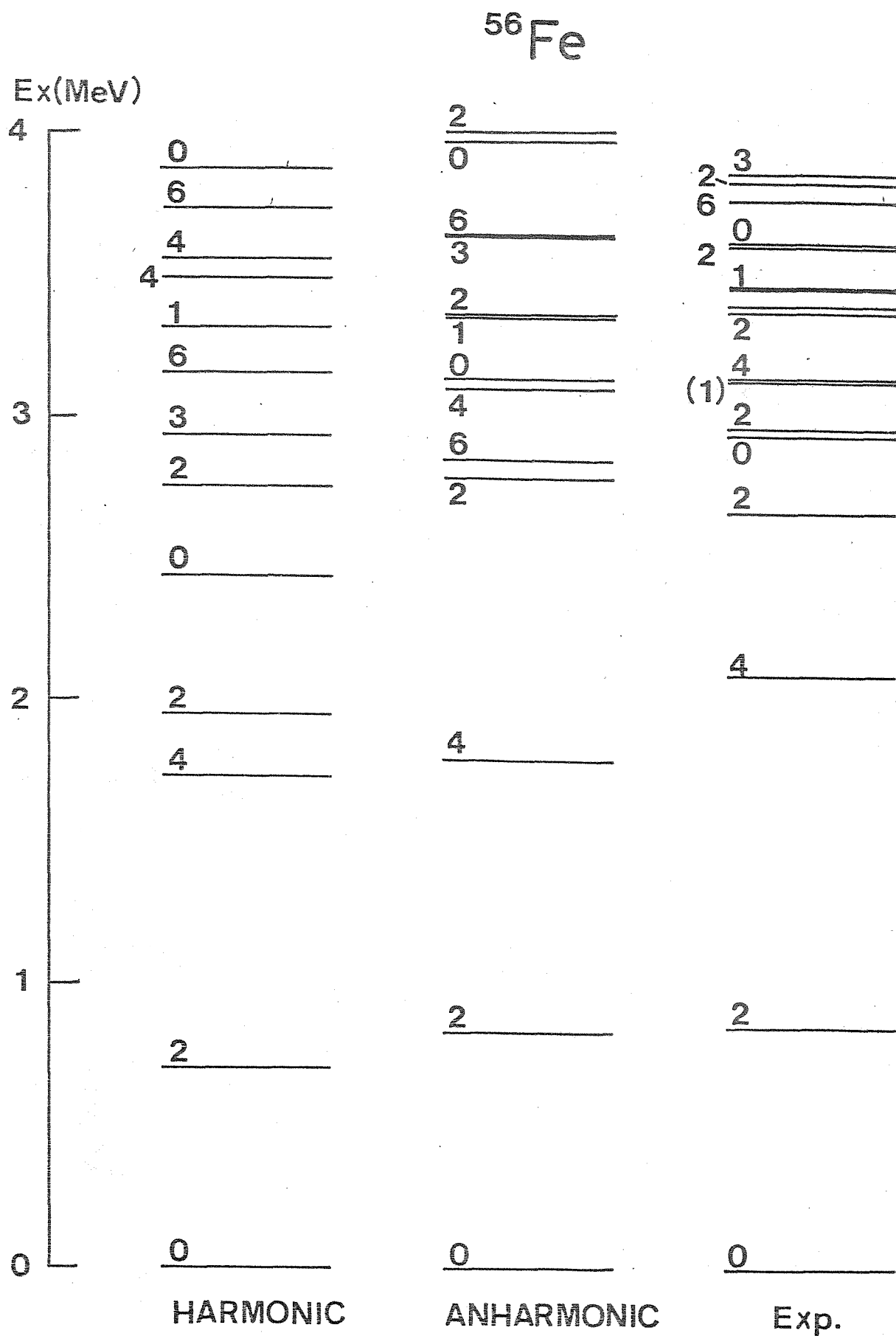


Fig. 5.26

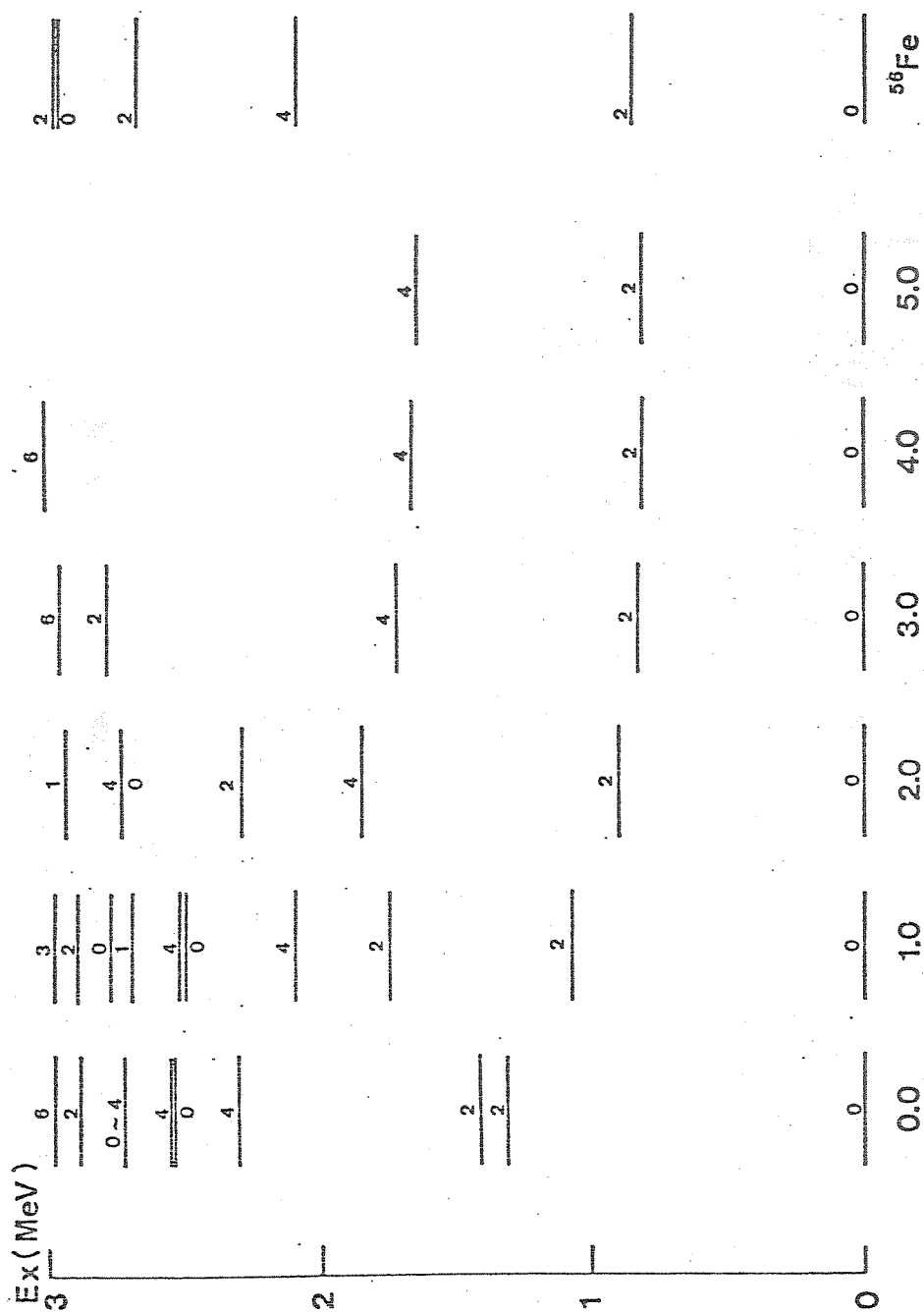


Fig. 5.27

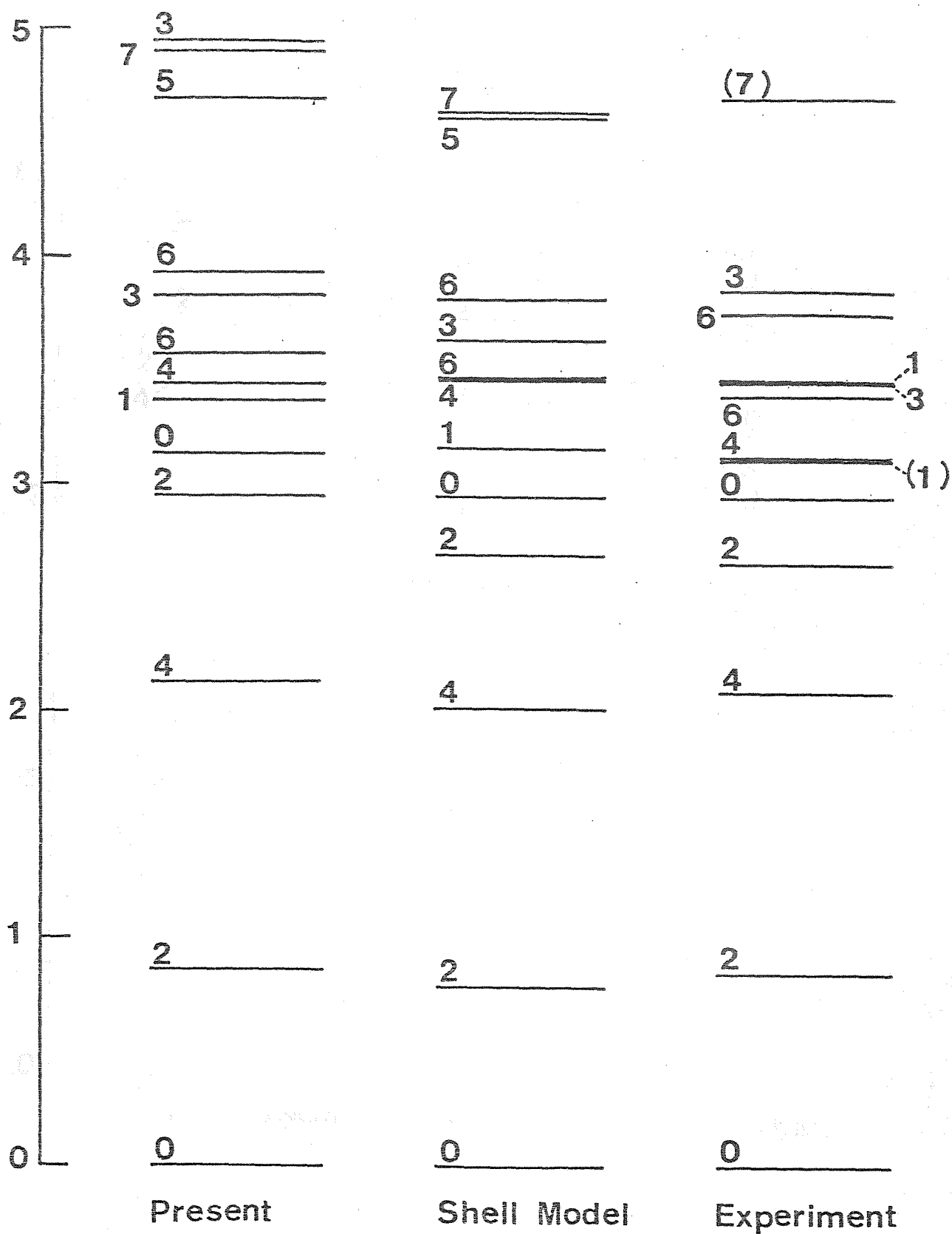
$^{56}\text{Fe}$ 

Fig. 5.28



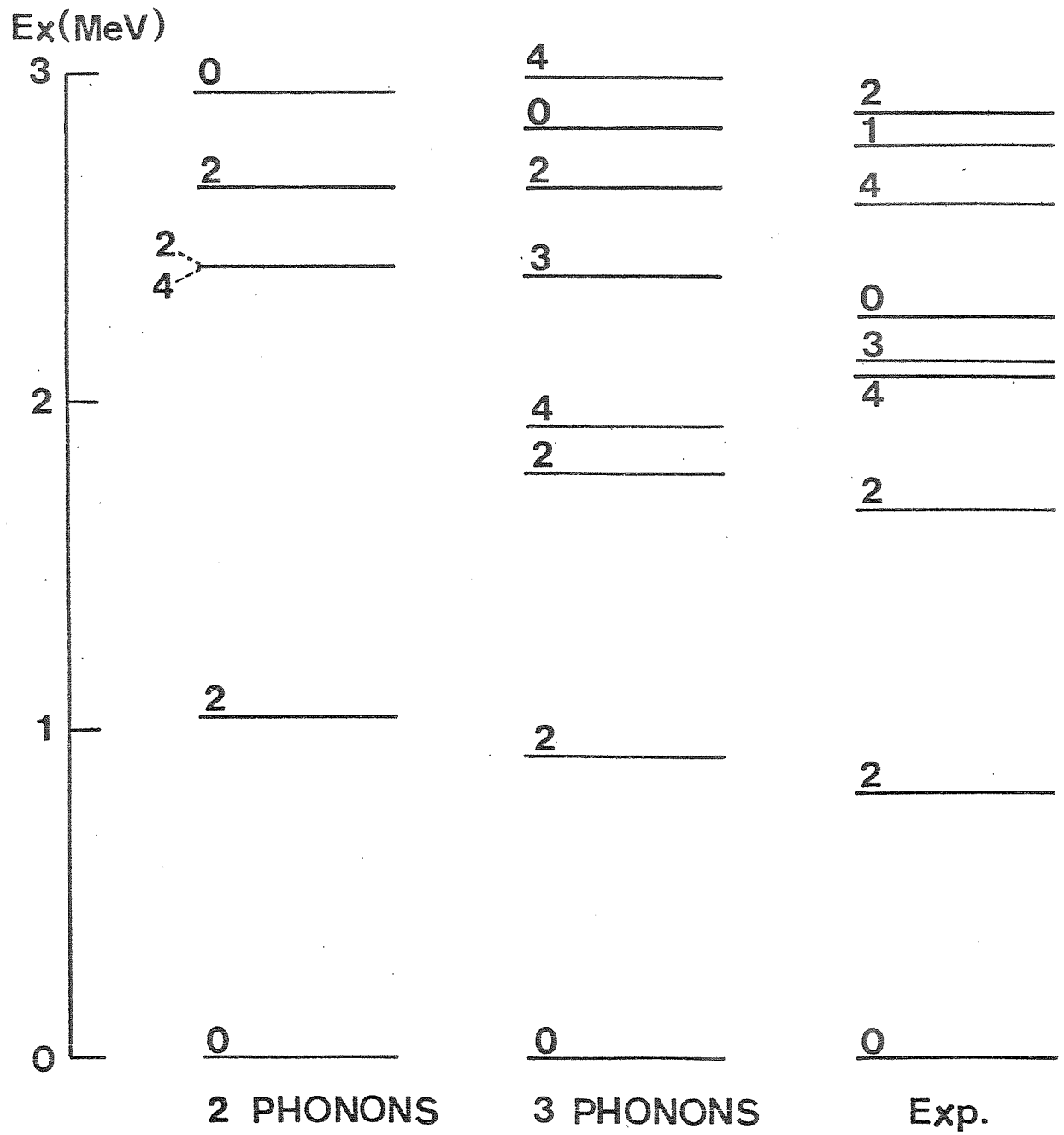
$^{58}\text{Fe}$ 

Fig. 5.29

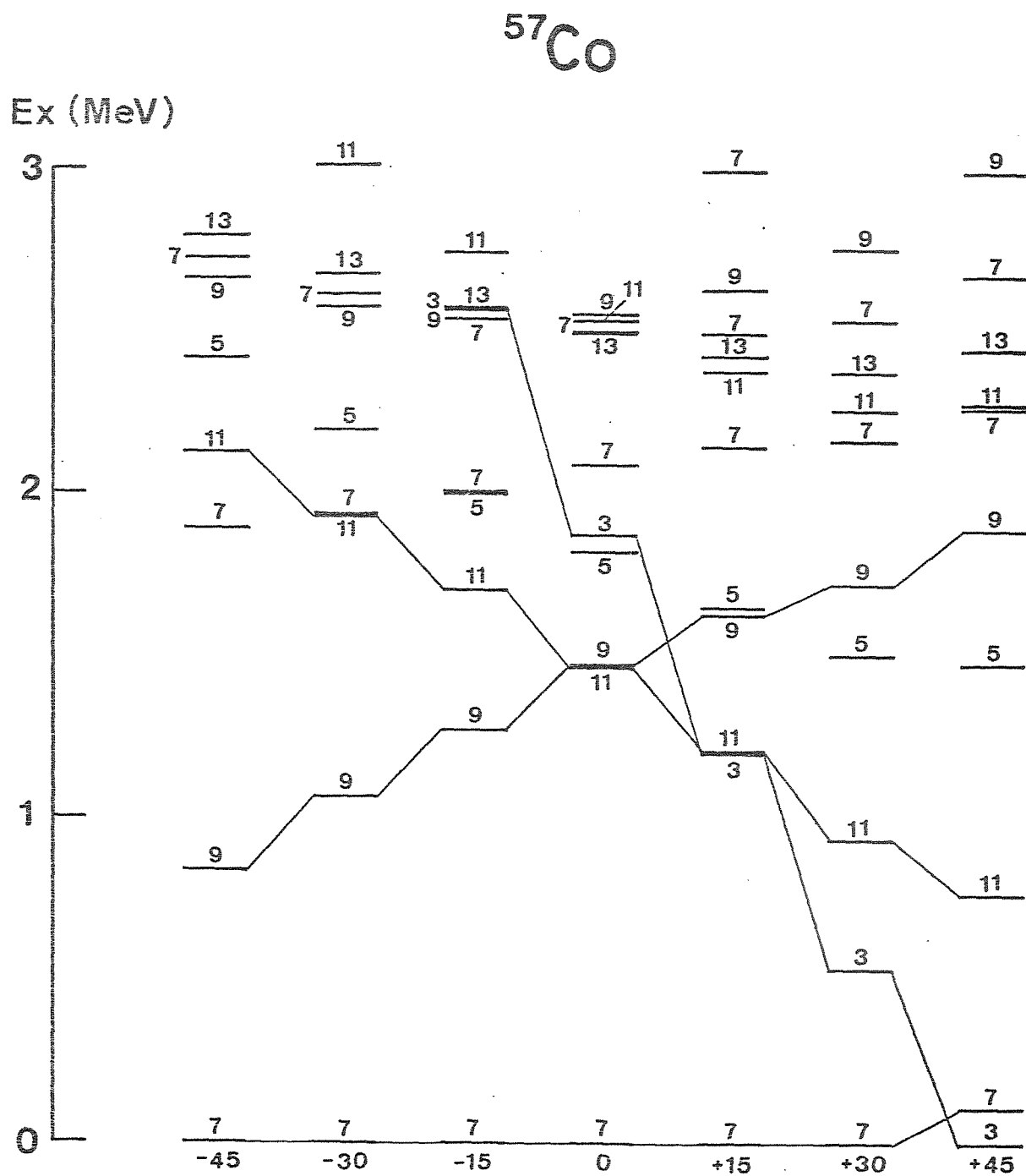


Fig. 5.30



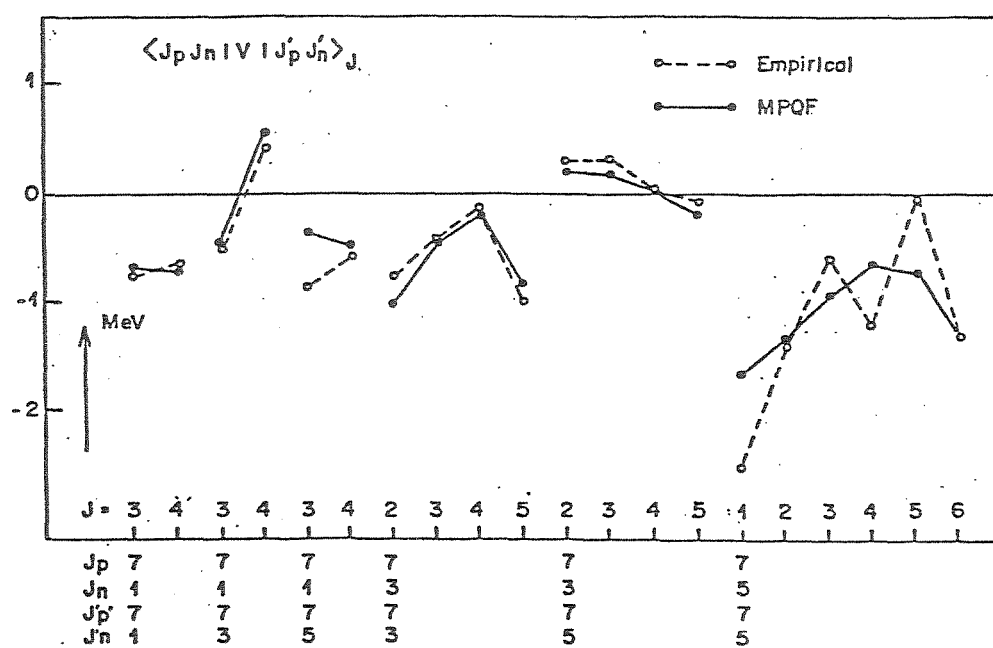


Fig. 5.32

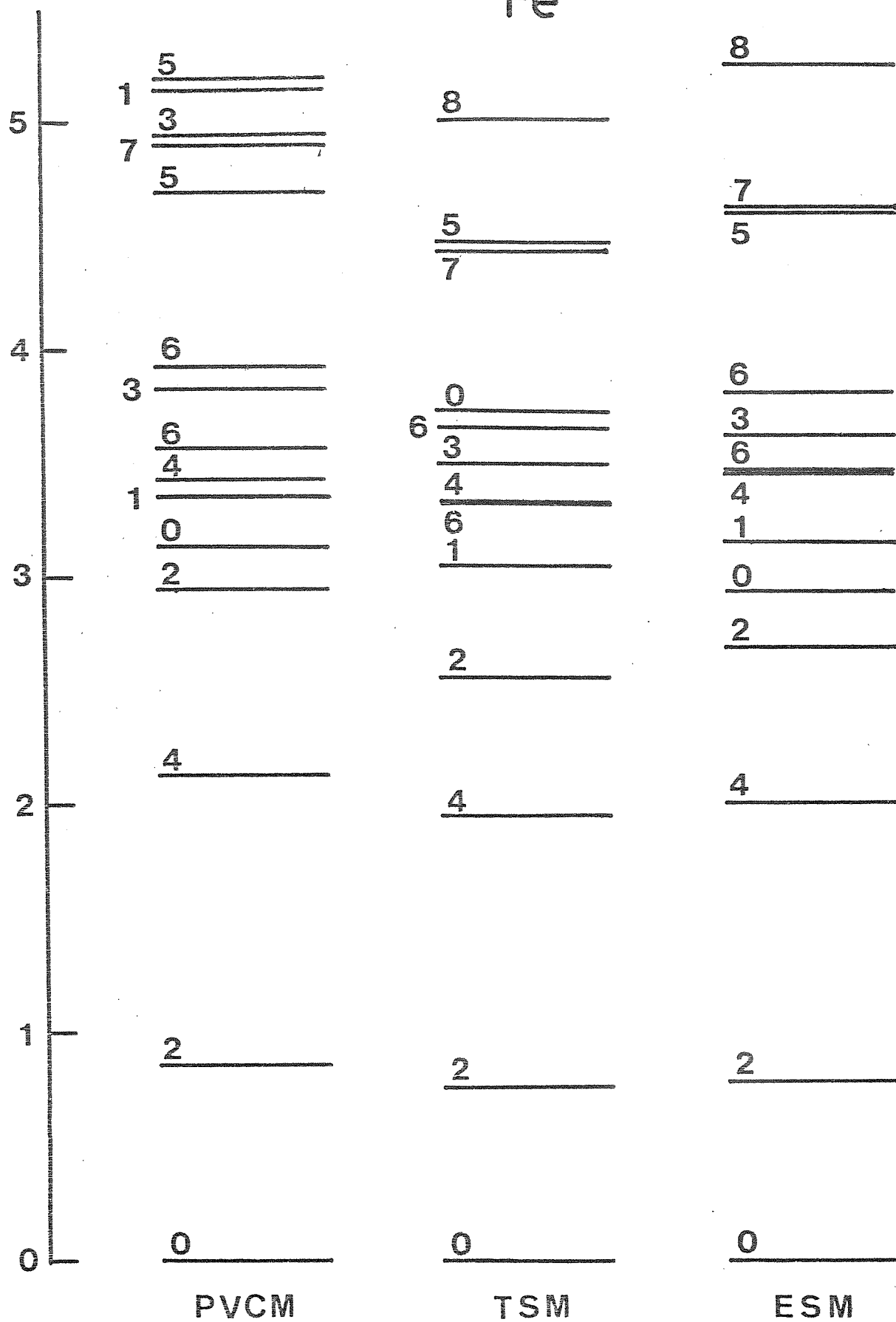
$^{56}\text{Fe}$ 

Fig. 5.33

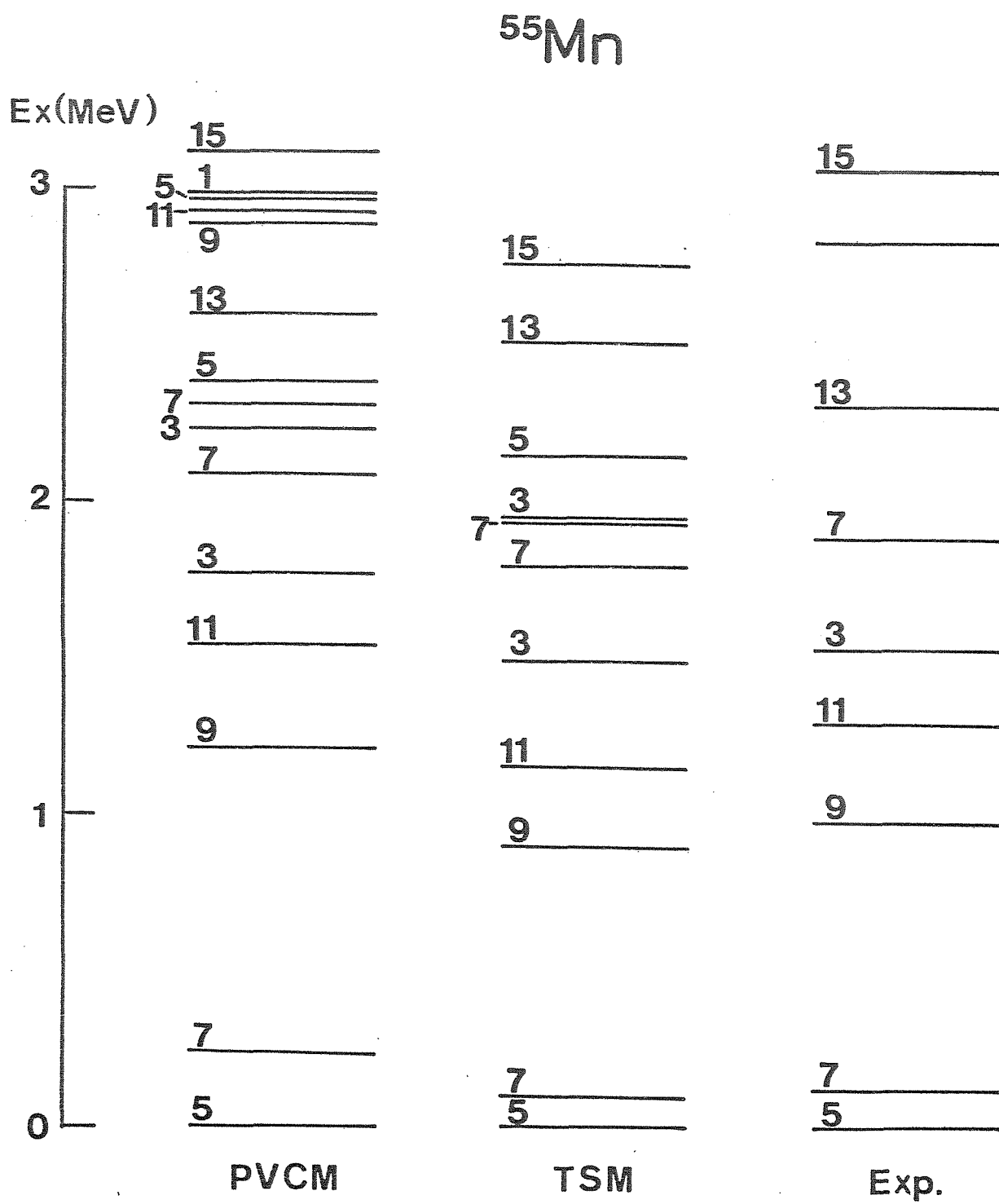


Fig. 5.34

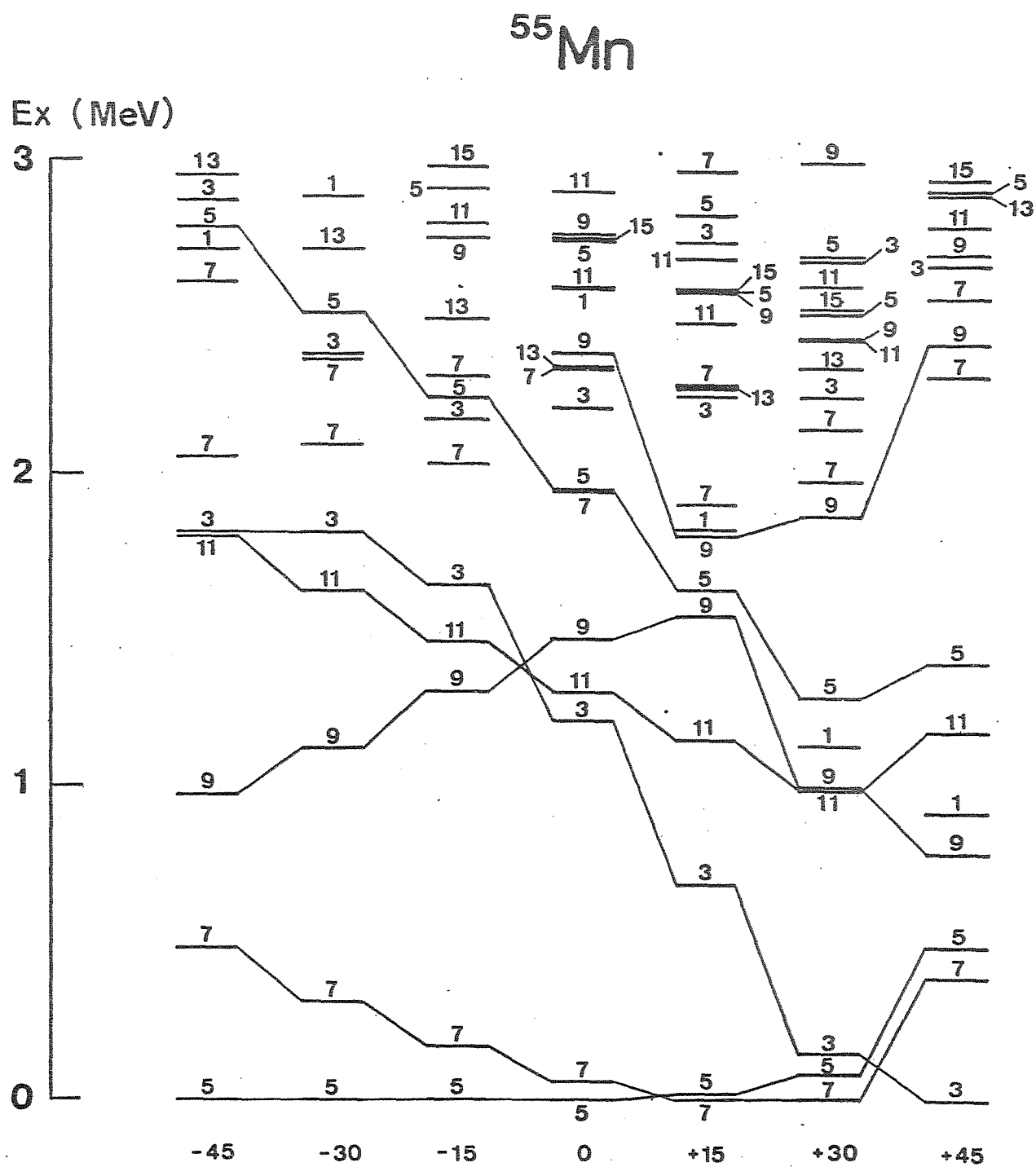


Fig. 5.35